

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

Centro de Ciências Físicas e Matemáticas – CFM

Departamento de Física

Mapeamento das Fontes de Flickering em Variáveis Cataclísmicas: Aplicações.[†]

Alexandre Emmanuel Bortoletto

Tese de Doutorado realizada sob orientação do
Dr. Raymundo Baptista e apresentada ao Departa-
mento de Física da UFSC em preenchimento parcial
dos requisitos para obtenção do título de Doutor em
Física.

Florianópolis

2006

[†] Trabalho financiado pelo CNPq.

*Dedico este trabalho para a pessoa mais importante
da minha vida, a minha querida Daiana.*

AGRADECIMENTOS

Estou terminando este Doutorado tendo o mesmo orientador desde a minha iniciação científica (8 anos atrás). Durante este período foi possível conhecer as pessoas e descobrir os limites de cada uma delas. Assim, conhecendo as minhas limitações, o meu orientador sempre me incentivou a superá-las (ou puxando as orelhas, ou dando bastante trabalho para fazer) e hoje possui um conhecimento científico que não conseguiria ter sem este incentivo. Ele sabe da minha admiração por sua dedicação à pesquisa e pelo seu conhecimento científico. Por isso, eu só tenho a agradecer ao Prof. Raymundo Baptista, por ter sido meu orientador e amigo.

O carinho, o incentivo e o desejo de me ver terminar o doutorado, fizeram da minha esposa uma grande motivadora para concluir a tese. Por isso, eu só tenho a agradecê-la. Obrigado.

Aos profs. Roberto Cid e Antonio Kanaan, pela contribuição na minha formação como pesquisador em Astrofísica; pelos sábios conselhos e valorosas dicas para a minha carreira científica, meus agradecimentos.

São muitas as pessoas que eu gostaria de agradecer, e com certeza não caberia aqui. Vou lembrar/agradecer aos amigos que ficaram ou já deixaram a UFSC e que contribuíram (de uma forma ou outra) para este trabalho: Luciano, Bernardo, Zobot, Henrique, William, Marquinhos, Humba, Marafa, Magno, Tiago, Danilo, Andrezinho 'street', Mikael, Ofugi,... e não posso esquecer o mais *“rélo”* de todos: Saito. Falou.. Valeu..

Aos meus pais, pela sólida formação dada até minha juventude, que me proporcionou a continuidade nos estudos até a chegada a este doutorado.

SUMÁRIO

1. <i>Motivações e Objetivos</i>	1
2. <i>Revisão Bibliográfica</i>	3
2.1 Modelo de Roche e Discos de Acréscimo	3
2.1.1 Discos de acréscimo	9
2.2 Variáveis Cataclísmicas	11
2.3 Método de Mapeamento por Eclipse	15
2.4 Flickering em Variáveis Cataclísmicas	20
2.4.1 Histórico	20
2.4.2 Métodos de análise dos dados	27
2.4.3 Construção das curvas de luz	29
3. <i>Simulações e Projeto Observacional</i>	34
3.1 Curvas de Luz Orbitais Artificiais	34
3.2 Simulações	38
3.2.1 Variando a resolução em fase dos dados ($\Delta\phi_{\text{dados}}$)	45
3.2.2 Variando a amplitude do <i>flickering</i>	47
3.2.3 Mapas de flickering	48
3.3 Projeto Observacional	53
3.3.1 Coleta de dados	54
4. <i>V2051 Ophiuchi</i>	57
4.1 Introdução	57

4.2	Observações e Análise	58
4.3	Resultados	61
4.3.1	Morfologia das curvas de luz	61
4.3.2	Estruturas do disco no <i>flickering</i> e na componente de brilho constante	65
4.3.3	Espectro de densidade de potência do <i>flickering</i>	73
4.4	Discussão	74
4.4.1	Comparação com resultados anteriores	74
4.4.2	Estimando o parâmetro de viscosidade α	75
5.	<i>UU Aqr</i>	77
5.1	Introdução	77
5.2	Observações e Análise	79
5.3	Resultados	83
5.3.1	Morfologia das curvas de luz	83
5.3.2	Estrutura do disco de acréscimo	86
6.	<i>Conclusões e Perspectivas</i>	92

LISTA DE FIGURAS

2.1	Equipotenciais de Roche. Os centros do objeto compacto (1), da estrela companheira (2) e o centro de gravidade (G) são mostrados para uma razão de massa $q = 0,5$. L_1 e L_2 são os pontos Lagrangeanos interno e externo respectivamente. Extraído de Pringle (1985).	5
2.2	Valor do potencial de Roche Φ em função da distância na linha que une os centros das duas estrelas. Os centros das estrelas estão representados pelas letras O e S . O centro de gravidade do sistema é indicado por G . Também estão indicados os pontos Lagrangeanos L_1 , L_2 e L_3 . Extraído de Pringle (1985).	6
2.3	Três possíveis cenários para sistemas binários mostrados num gráfico do potencial como o da Figura 2.2. Em (a) um sistema desligado, (b) um sistema semi-ligado e (c) uma binária de contato. Extraído de Pringle (1985).	7
2.4	Ilustração esquemática da formação inicial do anel e a evolução até um disco de acréscimo. Extraído de Verbunt (1982).	8
2.5	Exemplos de curvas de luz das três subclasses de novas-anãs, a partir dos dados da AAVSO. (a) SS Aur: erupções largas e estreitas da subclasse U Gem; (b) RX And: típico <i>standstill</i> da subclasse Z Cam; e (c) AY Lyr: erupções estreitas, com super-erupções infreqüentes, caracterizam a subclasse SU UMa. Extraído de Lewin, van Paradjis & van der Heuvel (1995).	13

2.6	Curva de luz da polar <i>VV Pup</i> . Extraído de Cropper & Warner (1986).	15
2.7	Simulação de um eclipse de disco ($q = 0,3, i = 78^\circ$). Painéis da esquerda: curva de luz de dados (pontos) e curva de luz modelo (linha sólida) para cinco diferentes fases orbitais (indicadas no canto inferior direito). Painéis centrais: mapas de eclipse em escala logarítmica. Lóbulos de Roche para $q = 0,3$ são mostrados em linhas pontilhadas; cruzeiros marcam o centro do disco. A secundária se encontra abaixo de cada painel e as estrelas giram em sentido anti-horário. Painéis da direita: a correspondente geometria da binária em cada fase orbital (Baptista 2001).	19
2.8	Distribuição radial de temperatura para a nova-anã Z Cha em erupção (pontos superiores) e em quiescência (pontos inferiores). As linhas sólidas mostram os modelos de disco em estado estacionário para taxas de acréscimo de matéria de $10^{-8} - 10^{-12} M_\odot/\text{ano}$. Extraído de Horne (1993).	20
2.9	Curva de luz de U Gem com resolução de 2s. Nota-se a intensa atividade de <i>flickering</i> antes do eclipse e como esta é reduzida consideravelmente durante o eclipse, sugerindo que o <i>bright spot</i> neste sistema seja a principal fonte de <i>flickering</i> (Extraído de Warner 1976).	21
2.10	Curvas de luz de HT Cas. São dois ciclos de HT Cas obtidos por Patterson (1981). O ciclo 2252 mostra um eclipse simétrico referente ao eclipse da região próxima à anã-branca. Enquanto que, o ciclo 2297 apresenta um eclipse mais assimétrico devido à contribuição do <i>bright spot</i> . O <i>flickering</i> se torna menos pronunciado quando as partes próximas à anã-branca são eclipsadas.	22
2.11	Curvas <i>UBR</i> de RW Tri superpostas em fase. O espalhamento dos dados fornece uma medida da amplitude do flickering em função da fase. Extraído de Horne & Stiening (1985).	23

2.12	Curvas de luz e <i>flickering</i> de Z Cha. À esquerda: o sistema em quiescência (acima), e a curva média dos desvios. À direita: curva de luz no máximo da erupção (acima), e a curva média dos desvios. As linhas tracejadas e pontilhadas indicam a segunda e terceira fase de contato da anã-branca e do <i>bright spot</i> , respectivamente. Extraído de Bruch (1996).	24
2.13	Mapa de contorno de distribuição de j/ρ sobre o plano horizontal. Os valores de j/ρ e as cores estão descritas desta forma: 70 para o azul, 120 para o verde, 200 para o amarelo e 300 para o vermelho (Extraído de Kawagushi et al. 2000)	26
2.14	Diagrama f_i versus $f_{\text{ref}}(i)$ para três fases orbitais, obtidas a partir de um conjunto de curvas de luz de SW Sex. As linhas sólidas mostram o melhor ajuste linear aos dados. As linhas pontilhadas indicam o desvio padrão (<i>flickering</i> + ruído Poissoniano) com relação a cada ajuste.	31
2.15	Do alto para baixo: conjunto com curva de luz de V2051 Oph; a curva média calculada deste conjunto de curvas de luz; a curva de <i>flickering</i> para o método 'Ensemble' e a curva de <i>flickering</i> 'Single'.	33
3.1	Modelos usados para produzir as curvas de luz orbitais com <i>flickering</i> . As fontes de <i>flickering</i> estão localizadas nas partes internas do disco (modelo I), na região do <i>bright spot</i> (modelo II), nas partes internas do disco mais a contribuição do <i>bright spot</i> (modelo III) e espalhado sobre todo o disco (modelo IV). Para cada modelo, está sendo mostrada no quadro da esquerda uma curva orbital gerada com <i>flickering</i> (sem ruído Poissoniano adicional), a curva de luz gerada pelo mapa da componente estacionária (linha traço-ponto) e a curva de luz gerada pelo mapa com a fonte de <i>flickering</i> (linha tracejada). As curvas estão deslocadas em fluxo para uma melhor visualização.	36

3.2	Esquema temporal para os modelos (II) (à esquerda) e (IV) (à direita). Os painéis à esquerda mostram a curva de luz instantânea (linha sólida) e os mapas à direita mostram a correspondente configuração do disco de acréscimo, progressivamente ocultado pela secundária. Nos mapas do modelo (II), a linha tracejada indica o limite da sombra que a estrela secundária produz sobre o disco.	37
3.3	Curvas de <i>flickering</i> a partir de um conjunto de curvas de luz artificiais. No quadro superior temos um conjunto de 20 curvas de luz com $(S/N)_{dados} = 80$. Para este conjunto, a fonte de <i>flickering</i> está localizado nas partes internas do disco e na região do <i>bright spot</i> . Nos demais quadros, de cima para baixo, temos: a curva média do conjunto, a curva de <i>flickering</i> ‘Ensemble’ e a curva de <i>flickering</i> ‘Single’.	39
3.4	Curvas de <i>flickering</i> obtidas de conjuntos de curvas de luz artificiais, para os modelos II (à esquerda) e IV (à direita). O número de curvas de luz dos conjuntos (N_c) varia entre 5 e 50. A relação sinal-ruído das curvas de luz individuais da amostra é $S/N = 30$. As linhas pontilhadas nos quadros da esquerda indicam as fases de ingresso/egresso do eclipse do <i>bright spot</i> . . .	41
3.5	$(S/N)_{flick}$ versus o número de curvas N_c . A qualidade da curva de <i>flickering</i> varia quase linearmente em função do número de curvas de luz. O valor do $(S/N)_{dados}$ das curvas orbitais artificiais usado para obter a curva de <i>flickering</i> está indicado ao lado de cada curva. A linha horizontal pontilhada está indicando o valor $(S/N)_{flick} = 10$	43
3.6	Variação da $(S/N)_{flick}$ com relação à $(S/N)_{dados}$. A dependência é mostrada para vários valores de N_c , indicados ao lado de cada curva.	44
3.7	$(S/N)_{flick}$ versus N_{bin} . O valor de N_c está indicado na figura. A linha pontilhada mostra o valor previsto de $(S/N)_{flick}$ assumindo-se uma estatística poissoniana para os pontos em cada <i>bin</i>	46

3.8	$(S/N)_{flick}$ versus N_{bin} para os modelos II (spot) e IV (disco), para dois valores de amplitude do <i>flickering</i> . Estas curvas foram obtidas para $(S/N)_{dados} = 20$	49
3.9	Mapas reconstruídos com a distribuição das fontes de <i>flickering</i> para os modelos II e IV. Os painéis de baixo da figura mostram as curvas de luz, os ajustes e os mapas reconstruídos para $(S/N)_{flick} = 10$, e os painéis de cima para $(S/N)_{flick} \approx 5$. A descrição da figura está no texto.	50
3.10	Mapas reconstruídos com a distribuição das fontes de <i>flickering</i> para os modelos I e III.	51
3.11	Mapa de <i>flickering</i> para o modelo III, com $(S/N)_{flick} = 10$, e os <i>arcos cruzados</i> . As cruces indicam as posições centrais da anã-branca e do <i>bright spot</i> . Há dois arcos: um representando o ingresso do <i>bright spot</i> (linha tracejada) e outro representando o egresso da anã-branca (linha traço-ponto).	52
4.1	Curvas de luz de V2051 Oph. O quadro inferior mostra as curvas de luz obtidas em 1998, 2001 e 2002 (pontos cinzas) e em 1999 e 2000 (pontos pretos). No quadro superior temos as curvas de luz de uma estrela de comparação de brilho semelhante para os mesmos períodos. As linhas verticais tracejadas indicam as fases de ingresso/egresso da anã-branca, enquanto que as linhas pontilhadas marcam a fase de ingresso do <i>bright spot</i> e o início/fim do eclipse de um disco de acréscimo com raio de $0,6 R_{L1}$. O espalhamento ao redor do fluxo médio permite uma indicação para a amplitude do <i>flickering</i> em cada fase.	60

- 4.2 (a) Curvas médias (da componente de brilho constante) para os estados fraco (esquerda) e brilhante (direita). A curva mais abaixo no painel da direita é a diferença entre as duas curvas (brilhante menos fraco). (b) A curva das variações seculares está repetida no painel da direita por completeza. (c) As curvas ‘*Ensemble*’. A curva mais baixa em cada painel indica a contribuição do ruído Poissoniano, $\sigma_p(\phi)$, para o espalhamento total. (d) As curvas ‘*Single*’; a contribuição do ruído Poissoniano é a mesma de (c). As fases de ingresso/egresso da anã-branca e do *bright spot* estão indicadas, respectivamente, por linhas verticais tracejadas e pontilhadas. Barras de erro representativas estão colocadas em todos os painéis. 62
- 4.3 Esquerda: as curvas de luz da componente de brilho constante, das variações seculares e do *flickering* (pontos) e os modelos dos mapas de eclipse correspondentes (linhas sólidas). As linhas pontilhadas verticais marcam as fases de ingresso/egresso da anã-branca e do meio eclipse. As curvas do estado brilhante estão verticalmente deslocadas para melhorar a visualização. Linhas pontilhadas horizontais indicam o verdadeiro nível de zero e as linhas tracejadas horizontais indicam a componente não eclipsada em cada caso. Painéis à direita: os mapas de eclipse correspondentes numa escala de cinza logarítmica. Linhas pontilhadas mostram o lóbulo de Roche primário, a trajetória do fluxo de gás, e círculos de raio 0,27 e 0,47 R_{L1} . O log da escala de intensidade em cada caso está indicado na barra de escala de cinza correspondente. 67

4.4	Distribuição radial de intensidade da componente constante de brilho (painel à esquerda, acima), das variações seculares (painel à esquerda, embaixo), dos mapas de eclipse ‘ <i>Ensemble</i> ’ (painel à direita, acima) e ‘ <i>Single</i> ’ (painel à direita, embaixo). As distribuições dos estados fraco e brilhante estão indicadas, respectivamente, por círculos cheios e quadrados abertos. Linhas tracejadas mostram os limites de $1-\sigma$ na intensidade média para um determinado raio. A abscissa está em unidades da distância do centro do disco ao ponto Lagrangeano interno R_{L1} . O raio de circularização $R_{circ} = 0,27 R_{L1}$ (Baptista et al. 1998) está indicado no painel ‘ <i>Ensemble</i> ’. Linhas pontilhadas nos outros painéis descrevem a inclinação de uma lei de potência para a distribuição radial de intensidade com dependência $I(R) \propto R^\alpha$ em cada caso.	68
4.5	A significância estatística dos mapas de <i>flickering</i> . As linhas de contorno para $S/N=8$ e 12 estão sobrepostas nos mapas ‘ <i>Ensemble</i> ’ e ‘ <i>Single</i> ’ correspondentes da Fig. 4.3.	71
4.6	A amplitude relativa do <i>flickering</i> em função do raio do disco para o estado brilhante (topo) e fraco (embaixo), dos mapas ‘ <i>Ensemble</i> ’ (círculos cheios) e ‘ <i>Single</i> ’ (quadrados abertos). A notação é a mesma usada na Fig. 4.4.	72
4.7	Espectro da densidade de potência média dos estados fraco (embaixo) e brilhante (topo). As linhas pontilhadas mostram os limites de $1-\sigma$ na potência média em cada caso. A lei de potência de melhor ajuste $P(f) \propto f^\alpha$ está mostrada como uma linha tracejada em cada painel e está indicada a inclinação correspondente. Traços verticais indicam a frequência de corte inferior do processo de filtragem para o cálculo das curvas de espalhamento ‘ <i>Single</i> ’.	74

5.1	Curvas de luz de UU Aqr. O quadro inferior mostra as curvas de luz obtidas entre 1998 e 2001. No quadro superior temos as curvas de luz de uma estrela de comparação de brilho semelhante para os mesmos períodos.	82
5.2	De cima para baixo: Curva média (da componente de brilho constante); a curva da variação secular; a curva ‘ <i>Ensemble</i> ’ (a curva mais baixa neste painel indica a contribuição do ruído Poissoniano, $\sigma_p(\phi)$, para o espalhamento total); a curva ‘ <i>Single</i> ’. As fases de ingresso/egresso da anã-branca e do <i>bright spot</i> estão indicadas, respectivamente, por linhas verticais tracejadas e pontilhadas.	84
5.3	Esquerda: as curvas de luz da componente de brilho constante, da variação secular e do <i>flickering</i> (pontos) e os modelos dos mapas de eclipse correspondentes (linhas sólidas). As linhas pontilhadas verticais marcam as fases de ingresso/egresso da anã-branca e do <i>bright spot</i> . Painéis à direita: os mapas de eclipse correspondentes numa escala logarítmica de tons de cinza. A escala de intensidade em cada caso está indicada na barra de escala de cinza correspondente. A notação das linhas verticais é mesma da Fig. 5.2.	85
5.4	Distribuição radial de intensidade da componente de brilho constante (painel à esquerda, acima), da variação secular (painel à esquerda, embaixo), dos mapas de eclipse ‘ <i>Ensemble</i> ’ (painel à direita, acima) e ‘ <i>Single</i> ’ (painel à direita, embaixo). Linhas tracejadas mostram os limites de $1-\sigma$ na intensidade média para um determinado raio. A abscissa está em unidades da distância do centro do disco ao ponto Lagrangeano interno R_{L1} .	87
5.5	A significância estatística dos mapas de <i>flickering</i> . As linhas de contorno para $S/N=6, 8$ e 11 estão sobrepostas nos mapas ‘ <i>Ensemble</i> ’ e ‘ <i>Single</i> ’ correspondentes da Fig. 5.4.	89
5.6	A amplitude relativa do <i>flickering</i> em função do raio do disco para os mapas ‘ <i>Ensemble</i> ’ (círculos cheios) e ‘ <i>Single</i> ’ (quadrados abertos). A notação é a mesma usada na Fig. 5.4.	90

5.7	Espectro da densidade de potência média. As linhas pontilhadas mostram os limites de $1-\sigma$ na potência média em cada caso. A lei de potência de melhor ajuste $P(f) \propto f^\alpha$ está mostrada como uma linha tracejada. A inclinação correspondente também está indicada. Um traço vertical indica a frequência de corte inferior do processo de filtragem para o cálculo da curva de espalhamento ' <i>Single</i> '.	91
-----	------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

LISTA DE TABELAS

3.1	Número de pontos por <i>bin</i> como função de N_c e $\Delta\phi_{dados}$	45
3.2	Objetos escolhidos para o projeto observacional	54
3.3	Situação atual dos dados	56
4.1	Jornal das observações	59
5.1	Jornal das observações	81

RESUMO

Apresentamos simulações realizadas com curvas de luz artificiais para verificar a habilidade da técnica de mapeamento por eclipse em reconstruir as fontes de *flickering* em variáveis cataclísmicas. Para estas simulações, produzimos programas capazes de gerar curvas orbitais de luz artificiais com *flickering*. Através da análise das curvas de *flickering* obtidas destes conjuntos de curvas de luz artificiais, conseguimos quantificar parâmetros essenciais para a realização de um bom experimento de *flickering* com a técnica de mapeamento por eclipse. E obtemos dois parâmetros principais: número de pontos por *bin* [N_{bin}] e a razão entre a amplitude do *flickering* e a qualidade das curvas de luz do conjunto analisado [Σ_F/Σ_P]. A qualidade da curva de *flickering* varia com o número de pontos por *bin* da seguinte forma: $(S/N)_{flick} \propto \sqrt{N_{bin}}$. Como resultado de nossas simulações verificamos que é necessário ter uma combinação destes dois parâmetros (N_{bin} e Σ_F/Σ_P) para se realizar um bom experimento de mapeamento do *flickering*.

Nós aplicamos os métodos ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’ para um conjunto uniforme de curvas de luz de V2051 Oph para calcular a dependência orbital da componente de brilho constante, variações seculares e as componentes de *flickering* de alta e baixa frequência. Os dados foram agrupados em dois níveis diferentes de brilho, os estados **fraco** e **brilhante**. Nossa análise dos mapas de *flickering* revela a existência de duas fontes diferentes de *flickering* em V2051 Oph que leva à variabilidade em frequências distintas. O *flickering* de baixa frequência surge principalmente no fluxo de gás transbordante e está ligado ao processo de transferência de matéria. Sua emissão máxima acontece na posição onde o fluxo de gás está mais próximo da anã-branca e a amplitude alcança 10 – 25% da intensidade da luz constante no mesmo local. No estado brilhante há uma contribuição adicional do centro do disco e uma componente não-eclipsada extra de 8% da luz total, que pode indicar a produção de um vento verticalmente extenso inhomogêneo ou turbulento das regiões internas do disco. O *flickering* de alta frequência é produzido no disco de acréscimo. Esta componente está espalhada sobre o disco com uma distribuição radial semelhante ao do mapa da componente de brilho constante e não mostra evidência da emissão do *bright*

spot, do fluxo de gás ou da anã-branca. Por fim, nós notamos que a determinação da componente de *flickering* do disco fornece um modo novo e independente para estimar o parâmetro de viscosidade do disco α .

Analizamos também, conjuntos de dados da novóide UU Aqr. Para este objeto, o mapa da componente de brilho constante apresenta uma fonte centrada com uma pequena contribuição de fonte assimétrica, possivelmente o *bright spot*. Fontes de brilho ao longo do fluxo de matéria, no mapa da variação secular, indicam que as variações de longo termo estão relacionadas a mudanças na taxa de transferência de matéria pela estrela secundária, e que se refletem numa variação de brilho do *bright spot*. Na análise do mapa de *flickering* de baixa frequência (*‘Ensemble’*) encontramos uma distribuição de brilho em forma de anel com duas fontes assimétricas que não coincidem com o centro do disco. Essas fontes são associadas à braços espirais produzidos por efeitos de maré. O mapa *‘Single’* é bem diferente do *‘Ensemble’*. Existe uma evidência marginal de que o eclipse na curva *‘Single’* é mais largo do que o eclipse das partes centrais do disco, o que resulta numa distribuição de brilho com máximo deslocado para o ponto Lagrangeano L1. Entretanto, nós precisamos de mais dados para confirmar este fato.

ABSTRACT

We present simulations carried out with artificial light curves to verify the skill of the eclipse mapping techniques in reconstructs the flickering sources in the Cataclysmics Variables. For this simulations, we produced programs to be able to create artificial orbital light curves with flickering. Through the analysis of flickering curves obtained from these set of artificial light curves, we quantified essential parameters for carrying out a 'good' flickering experiment with eclipse mapping techniques. And we obtained two principal parameters: the number of points in each bin $[N_{bin}]$ and the ratio between the flickering amplitude and the quality of analysed of set light curves $[\Sigma_F/\Sigma_P]$. The quality of flickering curve varies with points number by relation: $(S/N)_{flick} \propto \sqrt{N_{bin}}$. From results of our simulations, we verified that is necessary to use a combination these parameters (N_{bin} and Σ_F/Σ_P) to have a 'good' experiment of the flickering mapping.

We applied the 'Single' and 'Ensemble' methods to a uniform set of light curves of V2051 Oph to derive the orbital dependency of its steady-light, long-term brightness changes, low- and high-frequency flickering components. The data can be grouped in two different brightness levels, named the 'faint' and 'bright' states. Our flickering mapping analysis reveal the existence of two different sources of flickering in V2051 Oph, which lead to variability at distinct frequencies. The low-frequency flickering arises mainly in the overflowing gas stream and is connected to the mass transfer process. Its maximum emission occurs around the position at which the stream is closer to the white dwarf and the amplitude reaches 10 – 25 per cent of the steady-light intensity at the same location. In the bright state there is additional contribution from the disk center and an extra, uneclipsed component of 8 per cent of the total flux which may indicate the development of a vertically-extended clumpy or turbulent wind from the inner disk regions.

The high-frequency flickering is produced in the accretion disk. It is spread over the disk surface with a radial distribution similar to that of the steady-light maps and it shows no evidence of emission from the hot spot, gas stream or white dwarf. Finally, we note that the measurement of the disk flickering component yields a novel and independent way to estimate the disk viscosity parameter α .

We also analyse a dataset of the novalike UU Aqr. For this object, a map of the constant brightness component presents a centered source with a small contribution of an asymmetrical component, which is probably the bright spot. Bright sources along the gas stream, shown in the map of secular variation, indicate that the long term variations are related of the changes in mass transfer from the secondary to the primary and reflect in the brightness variation of bright spot. In the analysis of the low frequency flickering map (Ensemble), we find a brightness distribution that has a shape of a ring formed with by two anti-symmetric sources that do not coincide with the center of the accretion disk. This is probably associated of the spiral arms produced by tidal effects. The Single map is very different of Ensemble map. A marginal evidence exists that the eclipse in the Single curve is wider than that of the inner parts of the disk, which results in a distribution of brightness with a maximum shifted from the Lagrangean point, L1. However, we would need more data to confirm this point.

Capítulo 1

Motivações e Objetivos

Discos de acrecimento se apresentam como dispositivos eficientes para extrair energia potencial gravitacional e convertê-la em radiação. A enorme quantidade de energia que pode ser irradiada no acrecimento sobre objetos compactos (como, por exemplo, em buracos negros) tornou os discos de acrecimento ótimos candidatos para desempenhar papel importante em uma ampla gama de cenários, que vão da formação de estrelas e sistemas planetários até a energética de núcleos ativos de galáxias (Frank et al. 1992). Nos sistemas binários em interação, o disco de acrecimento pode assumir um papel importante. O material que é transferido de uma estrela não pode cair sobre sua companheira antes que parte de seu momento angular seja perdido por atrito viscoso, transformando a energia potencial gravitacional desta matéria em calor e, finalmente, em radiação.

Os melhores laboratórios para estudos sobre discos de acrecimento são as binárias em interação. Um tipo de binária em interação que oferece ótimas oportunidades de estudo são as Variáveis Cataclísmicas. Estes sistemas binários são sistemas semi-ligados com uma estrela do tipo tardio transferindo matéria para uma outra estrela mais massiva (uma anã-branca), via um disco de acrecimento. Nestes objetos as massas das estrelas, dimensões e geometria são geralmente bem determinadas. A existência de eclipse nas curvas de luz de sistemas com alta inclinação fornece oportunidade ímpar para isolar a emissão proveniente de diferentes regiões na binária. Sendo assim, pode-se usar técnicas tomográficas, como o mapeamento por eclipses, para se obter as distribuições de brilho na região do disco de acrecimento.

Uma característica típica do fenômeno de acrecimento, observada nestes objetos, é a existência de uma cintilação intrínseca de brilho de 0,1–1 mag em escalas de tempo de

poucos segundos a dezenas de minutos. Esta cintilação é conhecida como *flickering*. Este fenômeno é encontrado em outros objetos que apresentam o fenômeno de acréscimo, porém numa escala de tempo maior. Podemos medir a importância do estudo do *flickering* pelos seguintes argumentos:

- Ele é observado em todas as fontes cuja energia gerada é dominada por processos de acréscimo, sendo uma assinatura destes processos;
- A potência luminosa associada ao *flickering* pode ser uma fração substancial da luminosidade total da fonte (p. ex., é bem mais importante do que a contribuição da estrela secundária na maioria das variáveis cataclísmicas);
- O *flickering* é um fenômeno dependente do tempo, cujo estudo pode fornecer a chave para a compreensão do mecanismo de viscosidade em discos de acréscimo, algo que não pode ser obtido a partir de teorias independentes do tempo (i.e., modelos estacionários).

Apesar disto, o *flickering* é o aspecto menos compreendido dos processos de acréscimo. Isto se deve ao fato de que a física por trás desta cintilação não está bem definida, mesmo tendo indícios observacionais de sua origem nas variáveis cataclísmicas.

Para entender o que é *flickering* é preciso, antes de mais nada, identificar de onde ele vem, onde se origina. A proposta do trabalho é localizar as fontes de *flickering* em variáveis cataclísmicas utilizando uma técnica de imageamento indireto (mapeamento por eclipse). O mapeamento da distribuição espacial das fontes de *flickering* permite identificar diferentes fontes de *flickering* e produzir vínculos observacionais para os modelos propostos para explicar sua existência.

Uma revisão bibliográfica sobre as variáveis cataclísmicas, teoria de discos de acréscimo, técnica de mapeamento por eclipse e *flickering* é apresentada no Cap. 2. No Cap. 3 mostramos os resultados de um estudo cuidadoso que foi realizado com simulações de curvas de luz, visando testar a habilidade da técnica de mapeamento por eclipse em produzir resultados confiáveis e significativos. Isto forneceu a quantificação de certos parâmetros necessários a um experimento de sucesso. Um resumo do projeto observacional, com os objetos selecionados para estudos, também é apresentado neste capítulo. As técnicas desenvolvidas e testadas foram aplicadas no estudo do *flickering* em dois objetos: V2051 Oph (Cap. 4). e UU Aqr (Cap. 5). O Cap. 6 apresenta um sumário dos resultados deste trabalho, bem como as perspectivas para a sua continuação.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Neste capítulo apresentamos uma revisão bibliográfica sobre as variáveis cataclísmicas e a teoria de formação do disco de acréscimo nestes objetos, os princípios básicos utilizados na técnica de mapeamento por eclipse, e um histórico sobre estudo do *flickering*.

2.1 *Modelo de Roche e Discos de Acréscimo*

As estrelas em sistemas binários compactos podem apresentar efeitos de distorção gravitacional e rotacional, que podem deformá-las e levar à transferência de massa entre as componentes.

Vamos considerar um sistema binário cujas estrelas componentes possuam massas M_1 e M_2 , que descrevam uma órbita circular com período orbital P_{orb} , e que tenham rotação síncrona. De modo geral, a órbita pode apresentar excentricidade e em torno do seu centro de massa. Porém, se as estrelas são suficientemente próximas, o efeito de interações de maré leva à circularização da órbita e à corrotação das estrelas componentes.

Num sistema binário com órbita circular, a separação orbital a está relacionada com o período orbital pela terceira lei de Kepler,

$$P_{\text{orb}}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)} \quad , \quad (2.1)$$

e define-se a razão de massa q do sistema por

$$q = \frac{M_2}{M_1} \quad . \quad (2.2)$$

Para descrever as superfícies das estrelas num sistema binário e as deformidades que podem ocorrer, tomamos como base o **modelo de Roche** (Kopal 1959). Este modelo refere-se à solução de um *problema de três corpos restrito*. Ele assume um sistema de duas massas em órbitas circulares ao redor de um centro de massa comum, enquanto um terceiro corpo de massa desprezível move-se no campo gravitacional dos outros dois corpos massivos. É possível construir uma superfície tridimensional ao redor destes corpos massivos, a partir de um dado valor do potencial gravitacional total Φ experimentado pelo terceiro corpo. Esta superfície representa a região no espaço onde o movimento da terceira partícula, em relação ao sistema de coordenadas que está rotacionando uniformemente com as duas massas, pode ser *zero*. Essas superfícies são denominadas de *superfícies de velocidade zero* e, para um faixa de valores de Φ , estas superfícies podem ser encontradas próximas a cada uma das massas pontuais ou em uma posição mais distante englobando ambas as massas. Para sistemas binários, estas superfícies representam as *superfícies de potencial gravitacional constante*. E como as superfícies das estrelas são equipotenciais, a descrição destas superfícies pode quantificar a forma da superfície estelar num sistema binário.

Antes de escrever o potencial Φ de uma maneira explícita, a origem do sistema de coordenadas girante será movida para o centro da estrela de massa M_1 , o eixo z se mantém na direção do eixo de rotação e x é tomado na direção da linha que une os centros das estrelas. Portanto o centro da estrela de massa M_2 está localizado em $(a, 0, 0)$ e o centro de massa em $(\mu a, 0, 0)$, onde $\mu = M_2/(M_1 + M_2) = q/(1 + q)$ é a massa reduzida.

Nessas coordenadas, o potencial total na simplificação de Roche é

$$\Phi = -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{GM_2}{[(x - a)^2 + y^2 + z^2]^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{2}\omega^2[(x - \mu a)^2 + y^2] \quad (2.3)$$

com $\omega = 2\pi/P_{\text{orb}}$. As equipotenciais de Roche, dadas para diferentes valores de Φ constante, são apresentadas na Fig. 2.1. A forma de cada equipotencial é determinada por dois fatores: rotação, que achata a estrela ao longo do eixo de rotação, e força de maré, que alonga a estrela na direção da companheira.

Utilizando as Equações 2.1, 2.2 e 2.3 pode-se escrever

$$\Phi = \frac{GM_1}{a} f\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a}, \frac{z}{a}, q\right) \quad . \quad (2.4)$$

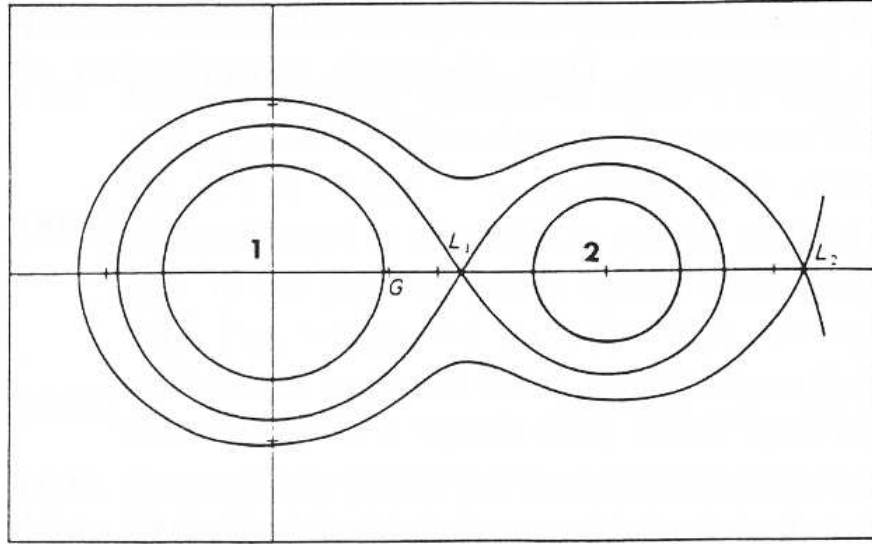


Fig. 2.1: Equipotenciais de Roche. Os centros do objeto compacto (1), da estrela companheira (2) e o centro de gravidade (G) são mostrados para uma razão de massa $q = 0,5$. L_1 e L_2 são os pontos Lagrangeanos interno e externo respectivamente. Extraído de Pringle (1985).

Assim, a forma das superfícies equipotenciais de Roche depende exclusivamente da razão de massa q , e sua escala é determinada pela separação entre as estrelas a .

Quando o raio de uma das estrelas é relativamente pequeno em comparação com a separação orbital, sua superfície é praticamente esférica. No entanto, se essa estrela começar a expandir, sua superfície torna-se cada vez mais distorcida até o ponto em que preenche a superfície que passa pelo *ponto Lagrangeano interno* (L_1), que é um ponto de sela do potencial de Roche. Esta superfície, chamada de *lóbulo de Roche*, é a maior equipotencial fechada que pode conter a massa da estrela companheira. Qualquer expansão posterior da estrela resultará em transferência de massa para a outra estrela através do ponto L_1 .

O ponto L_1 é comum para as equipotenciais fechadas das duas estrelas e é o ponto onde a atração gravitacional das duas estrelas é exatamente igual. Um segundo ponto Lagrangeano, L_2 , e um terceiro ponto Lagrangeano, L_3 (situado do lado oposto do sistema em relação a L_2), satisfazem as mesmas condições acima. A Fig. 2.2 está mostrando o valor de Φ como função de x , e os pontos L_1 , L_2 e L_3 . Quando as duas estrelas do sistemas são suficientemente pequenas de modo a estarem contidas em seus lóbulos de

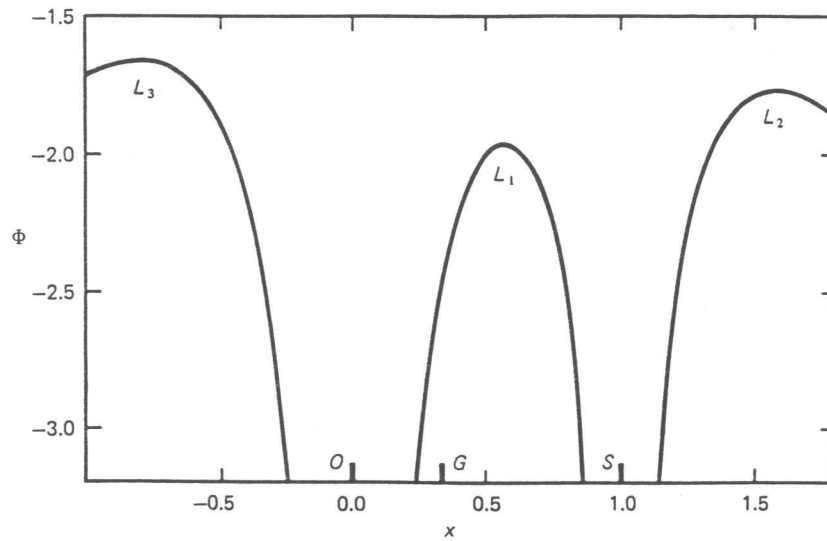


Fig. 2.2: Valor do potencial de Roche Φ em função da distância na linha que une os centros das duas estrelas. Os centros das estrelas estão representados pelas letras O e S . O centro de gravidade do sistema é indicado por G . Também estão indicados os pontos Lagrangeanos L_1 , L_2 e L_3 . Extraído de Pringle (1985).

Roche, o sistema é chamado de *desligado*. Se uma das estrelas preenche seu lóbulo de Roche, começa a haver transferência de massa para a estrela companheira pelo ponto L_1 e o sistema torna-se *semi-ligado*. Se ambas estrelas extravasam seus lóbulos de Roche, o sistema torna-se uma *binária de contato*. A Figura 2.3 sumariza esses três possíveis cenários.

Neste trabalho nos concentramos em sistemas semi-ligados, ou seja, em binárias onde ocorre transferência de matéria. Vamos supor que não existam campos magnéticos intensos que alterem o comportamento dinâmico do gás transferido pela estrela doadora. Após passar por L_1 , o fluxo de matéria proveniente desta estrela é defletido pelo efeito de Coriolis e forma um ângulo com o eixo x que une as duas estrelas. Como consequência, esta matéria não cai diretamente sobre o objeto central mas colide consigo mesma após contorná-lo.

Nesse choque, vamos supor que o gás emite radiação eficientemente, e que as escalas de tempo radiativa e dinâmica (orbital) sejam muito menores que a escala de tempo dos processos que redistribuem o momento angular entre o gás orbitante (processos viscosos). Sendo assim, o gás pode perder energia mantendo praticamente inalterado o seu momento angular, e, em consequência, descreverá órbitas circulares (que são as de menor energia para um dado momento angular). Se a quantidade de momento angular perdida neste processo não for muito grande, o gás circundará a estrela compacta no plano da órbita do

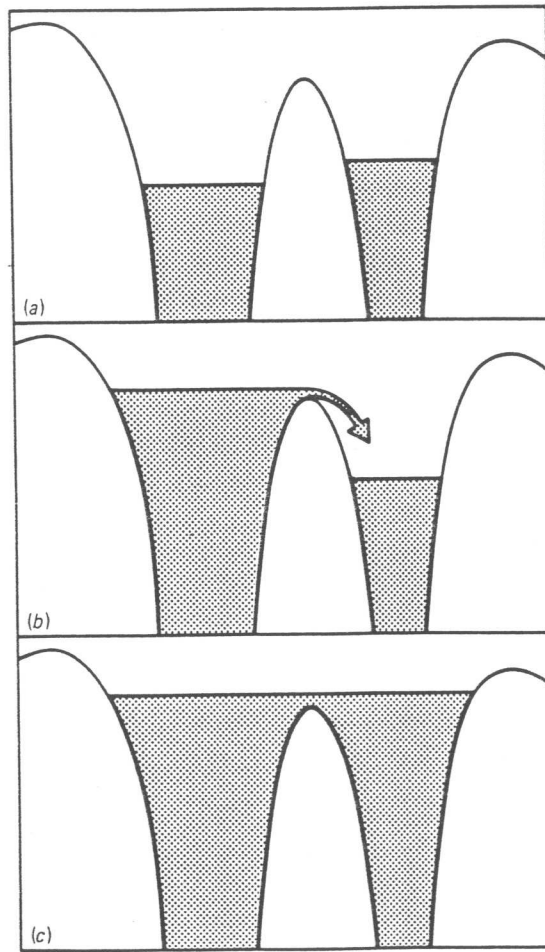


Fig. 2.3: Três possíveis cenários para sistemas binários mostrados num gráfico do potencial como o da Figura 2.2. Em (a) um sistema desligado, (b) um sistema semi-ligado e (c) uma binária de contato. Extraído de Pringle (1985).

sistema binário num raio, chamado de *raio de circularização* (R_{circ}), tal que o momento angular específico da órbita Kepleriana de mesmo raio seja igual ao do gás ao penetrar o lóbulo primário.

Processos como choques e dissipação viscosa podem produzir rotação diferencial no material deste anel, e transformam parte da energia cinética global do gás em energia térmica que será liberada sob forma de radiação. O atrito viscoso entre as camadas vizinhas no anel provoca a transferência de momento angular da camada mais interna para a camada mais externa. Esta camada, em consequência, tende a se deslocar para raios mais externos enquanto o gás na camada interna – pela contínua perda de energia e momento angular – espirala lentamente na direção da estrela compacta, ajustando-se a uma órbita mais interna. Este processo é uma forma eficiente de transformar energia potencial gravitacional em radiação, dando origem aos *discos de acrecimento*. A Fig. 2.4

ilustra a criação de um anel de matéria ao redor da estrela compacta e sua evolução para um disco de acrecimento.

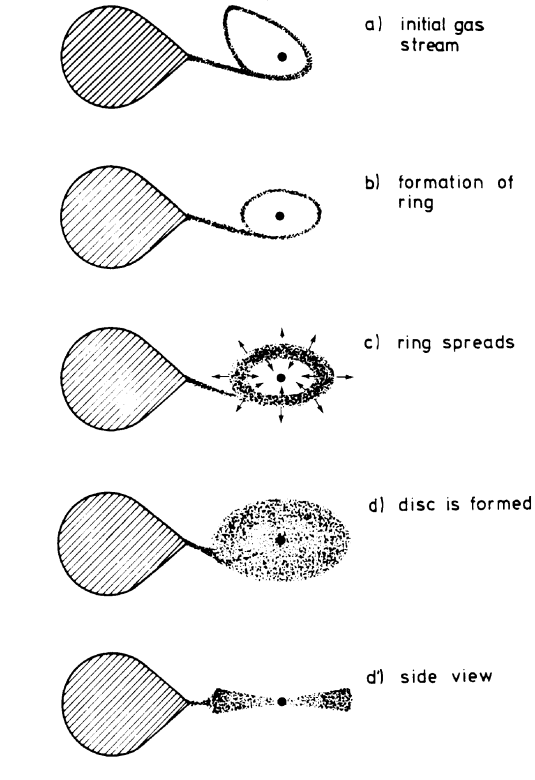


Fig. 2.4: Ilustração esquemática da formação inicial do anel e a evolução até um disco de acrecimento. Extraído de Verbunt (1982).

Com o disco completamente estabelecido, o fluxo de matéria proveniente da estrela doadora choca-se com a borda externa do disco com velocidades supersônicas, criando uma área aquecida (*bright spot* ou *hot spot*) que pode chegar a irradiar tanta energia quanto todas as outras componentes combinadas. A posição do *bright spot* é determinada pela intersecção da trajetória do fluxo de matéria com a borda externa do disco (Wood et al. 1986).

Se o objeto compacto possuir um campo magnético consideravelmente intenso ($B > 20$ MG), a matéria transferida pela estrela companheira simplesmente espirala pelas linhas do campo magnético. Desta forma, a matéria é depositada na superfície do objeto compacto sob a forma de uma coluna de acrecimento, não havendo a formação de um disco de acrecimento.

2.1.1 Discos de acréscimo

Nesta subseção serão apresentados os princípios básicos da física de discos de acréscimo. Vamos seguir a linha de apresentação de Pringle (1981) e Frank *et al.* (1992), tomando um sistema de coordenadas cilíndricas (R, ϕ, z) centrado na estrela compacta. O disco está próximo o suficiente da primária de modo que a influência gravitacional da secundária pode ser desprezada e a pequena estrutura vertical do disco é governada pelas equações de equilíbrio hidrostático. Considera-se também que a primária não possui campos magnéticos intensos ($B \lesssim 10^5$ G), de forma que não exerce influência sobre o gás. Assume-se que esse gás possui velocidade angular Kepleriana Ω em torno da primária,

$$\Omega_k(R) = \left(\frac{GM_*}{R^3} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

e o movimento do gás no disco (basicamente na direção azimutal, $v_\phi \gg v_R$) é altamente supersônico,

$$v_\phi = \left(\frac{GM_*}{R} \right)^{1/2} \gg c_s \sim \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

onde c_s é a velocidade do som na matéria do disco, e P e ρ são, respectivamente, pressão e densidade.

Num *disco fino estacionário* não existe variação temporal das grandezas envolvidas, e a solução das equações de conservação da massa e momento angular leva à expressão,

$$\nu \Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (2.7)$$

onde ν é o coeficiente da viscosidade cinemática efetiva do gás, Σ é a densidade superficial do disco, \dot{M} é a taxa de acréscimo (g s^{-1}) no disco e R_* é o raio da estrela compacta. Este resultado é válido para uma estrela central de rotação lenta [$\Omega_* \ll \Omega_k(R_*)$], e supõe que o disco se estenda até praticamente a superfície da estrela compacta em $R_{in} = R_* + b$ ($b \ll R_*$). A *região de desaceleração* (*boundary layer*) entre o raio interno do disco (R_{in}) e a superfície da estrela compacta é responsável pelo freamento do gás em altas velocidades Keplerianas, até o repouso. Os torques viscosos atuando entre anéis vizinhos de gás no disco resultam numa taxa local de dissipação de energia por unidade de área e tempo dada por,

$$D(R) = \frac{\nu\Sigma}{2} \left[R \frac{\partial\Omega}{\partial R} \right]^2 = 3GM_* \frac{\dot{M}}{8\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (2.8)$$

ou seja, a taxa de dissipação de energia é independente da viscosidade. Este resultado simples e importante baseia-se na hipótese implícita de que a viscosidade pode se auto-regular para fornecer a \dot{M} desejada.

A luminosidade total do disco de acréscimo pode ser obtida integrando-se a equação anterior entre $R=R_*$ e $R=\infty$,

$$L_{disco} = 2R_* \int_{R_*}^{\infty} D(R) 2\pi R dR = \frac{GM_* \dot{M}}{2R_*} = \frac{L_{acr}}{2} \quad (2.9)$$

onde L_{acr} é a luminosidade total disponível no processo de acréscimo. Isto significa que $1/2 L_{acr}$ está ainda disponível para ser irradiada na região de desaceleração, tornando-a tão importante quanto o disco para a emissão total.

Assumindo que o disco possui uma emissão opticamente espessa na direção z , e que o gradiente vertical de temperatura é pequeno, de maneira que $T(z=0) \sim T(z=H)$, podemos escrever a temperatura $T(r)$ como:

$$\sigma T^4(r) = D(r) \quad , \quad (2.10)$$

$$T(r) = T_* \left(\frac{r}{R_1} \right)^{-\frac{3}{4}} \left[1 - \left(\frac{R_1}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{4}} \quad , \quad (2.11)$$

onde

$$T_* = \left(\frac{3GM_1 \dot{M}}{8\pi\sigma R_1^3} \right)^{\frac{1}{4}} \quad , \quad (2.12)$$

e σ é a constante de Stefan-Boltzmann.

No limite em que $r \gg R_1$ a expresssão (2.11) se reduz

$$T(r) \simeq T_* \left(\frac{r}{R_1} \right)^{-\frac{3}{4}} \quad . \quad (2.13)$$

A equação acima representa a *distribuição radial de temperatura de um disco optica-*

mente espesso em estado estacionário. Para valores típicos de $\dot{M} \sim 10^{-10} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, discos de acréscimo em torno de anãs-brancas são fortes emissores em UV e ótico nas partes centrais e geralmente dominam a emissão nestes comprimentos de onda em variáveis cataclísmicas.

Pode-se verificar a partir da expressão acima, que o espectro emitido por um disco em estado estacionário é independente da viscosidade ν . A consequência desse fato é que a observação de discos estacionários não pode ser usada para investigar a natureza dos processos viscosos que ocorrem no disco.

Para o caso geral, a estrutura de um disco é definida por uma equação não-linear de difusão (eq. 2.8), que só pode ser resolvida se tivermos uma prescrição para a viscosidade ν . Neste contexto entra a proposta de Shakura & Sunyaev (1973),

$$\nu = \alpha c_s H \quad , \quad (2.14)$$

onde α é uma constante, c_s é a velocidade do som no gás e H é a espessura vertical do disco. Uma das formas de interpretar a expressão acima é assumir que a viscosidade é gerada por redemoinhos de diâmetro H e velocidade de rotação αc_s .

Uma consequência direta da prescrição α é a obtenção de uma expressão da forma $H \propto r^{\frac{9}{8}}$ para $r \gg R_1$ (assumindo uma opacidade de Kramer), indicando que o disco de acréscimo é côncavo e pode ser irradiado pela anã-branca e pela *boundary layer*.

Um dos grandes atrativos deste modelo (conhecido como *modelo padrão*) para discos estacionários é a forma simples com que a taxa de dissipação é escrita. Contudo, a estrutura vertical do disco e a opacidade dependem do mecanismo e da magnitude da viscosidade atuante. Uma abordagem mais completa do espectro emitido envolve claramente a utilização de modelos de atmosferas de disco mais elaborados, o que pressupõe um conhecimento mais sólido da física local determinante da estrutura vertical.

2.2 Variáveis Cataclísmicas

As estrelas *variáveis cataclísmicas* (VCs) são sistemas binários compactos semi-ligados, onde uma estrela de tipo tardio (estrela secundária), tipicamente com tipos espectrais G , K ou M , preenche seu lóbulo de Roche e transfere matéria para uma anã-branca (estrela primária). Inicialmente, estes objetos foram classificados pela morfologia das suas curvas de luz. Porém, com a descoberta de classes não eruptivas, houve a necessidade

de inclusão de novos subtipos baseados em características espectrais do sistema e na intensidade do campo magnético apresentado pela anã-branca. Sendo assim, temos a seguinte classificação:

Novas Clássicas têm, por definição, somente uma erupção observada. A amplitude da erupção pode variar de 6 a 19 magnitudes e está fortemente correlacionada com a taxa na qual a nova cai de brilho após o máximo. Os sistemas com as maiores amplitudes (e declínio de brilho mais rápidos) são designados como novas rápidas. Sistemas com erupções de menor amplitude, para os quais o declínio até o estado de brilho normal pode levar anos, são designados como novas lentas. As erupções de novas clássicas são modeladas satisfatoriamente como explosões termonucleares do material rico em hidrogênio que é depositado sobre a superfície da anã-branca. Uma parte crucial da física desta explosão está contida na equação de estado para a matéria degenerada, $P \propto \rho^\gamma$, que é independente da temperatura. Se a temperatura e a pressão são suficientemente altas para que ocorram reações nucleares, qualquer aumento na temperatura (que ocasiona um aumento na geração de energia e não aumenta a pressão) é amplificado de modo exponencial. Esta reação cessa quando a temperatura de Fermi, T_F , é alcançada, pois o gás passa a responder por uma equação de estado de um gás perfeito e, como está muito fora do equilíbrio, o gás se expande rapidamente para reduzir a pressão.

Novas-Anãs são sistemas que apresentam erupções de 2–5 mag em escalas de tempo de dias a semanas, com alguns raros objetos (i.e., WZ Sge) apresentando erupções com até 8 mag. Uma característica das erupções das novas-anãs é que não existem duas erupções idênticas para o mesmo sistema. Embora essas erupções não sejam periódicas elas apresentam um tempo de recorrência, T_n , que é característico para cada sistema. Existem três subtipos distintos de novas-anãs, baseados na morfologia das curvas de luz das erupções:

- *Z Cam* mostram longos períodos de brilho entre o mínimo e o máximo de brilho (*standstills*), com aproximadamente 0,7 mag abaixo do brilho no máximo das erupções, com duração de dias a anos, durante o qual as erupções cessam.
- *SU UMa* apresentam, além das erupções normais, supererupções onde o sistema alcança um estado de brilho maior no máximo ($\sim 0,7$ mag mais brilhante que uma erupção normal) e permanece em erupção por ~ 5 –10 vezes a duração de uma erupção normal.
- *U Gem* incluem todas as novas-anãs que não são estrelas do tipo *Z Cam* nem do tipo *SU UMa*.

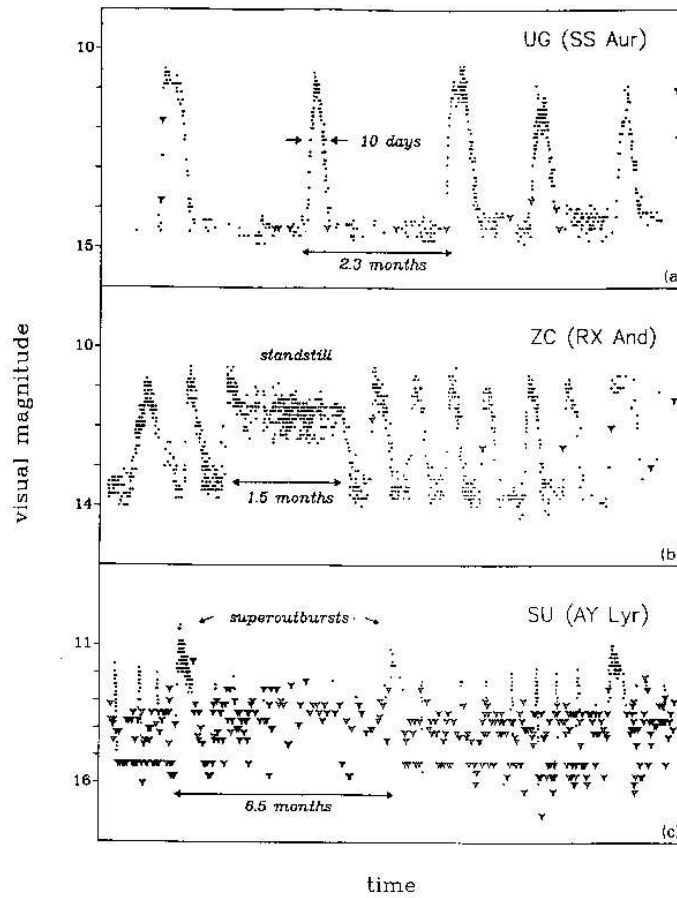


Fig. 2.5: Exemplos de curvas de luz das três subclasses de novas-anãs, a partir dos dados da AAVSO. (a) SS Aur: erupções largas e estreitas da subclasse U Gem; (b) RX And: típico *standstill* da subclasse Z Cam; e (c) AY Lyr: erupções estreitas, com supererupções infreqüentes, caracterizam a subclasse SU UMa. Extraído de Lewin, van Paradjis & van der Heuvel (1995).

A fig 2.5 mostra a curva de luz de três objetos, que caracterizam as subclasses de novas-anãs.

Na estatística das variáveis cataclísmicas conhecidas, as estrelas SU UMa podem estar super-representadas porque seus períodos orbitais são fáceis de serem estimados, independente da inclinação, a partir das observações fotométricas realizadas durante as supererupções ¹. Os períodos orbitais das estrelas Z Cam e U Gem vêm geralmente de observações espectroscópicas, com a adição de alguns poucos obtidos das variações orbitais fotométricas (eclipses, modulação do *bright spot*, modulação elipsoidal infravermelha). A erupção de novas-anãs é razoavelmente bem compreendida como uma liberação de energia gravitacional causada por um grande aumento temporário na taxa de transferência de

¹ por causa de modulações com amplitude $\gtrsim 0,2$ mag e período comparável ao P_{orb} (**superhumps**), observados em todas as supererupções.

matéria através do disco (e.g., Osaki 1974, Hoshi 1979, Pringle 1981).

Novas Recorrentes são novas clássicas previamente conhecidas que são encontradas repetindo suas erupções. A distinção entre novas recorrentes e novas-anãs é feita espectroscopicamente: em novas recorrentes (como nas novas clássicas) uma quantidade substancial de matéria ($\sim 10^{-5}M_{\odot}$) é ejetada a altas velocidades; em novas-anãs não existe material sendo perdido (mas pode haver um vento estelar aumentado durante a erupção). As novas recorrentes apresentam um tempo de recorrência relativamente curto em relação às novas clássicas, por ter ou um envelope com massa pequena ou uma taxa de acréscimo sobre a primária, $\dot{M}(1)$, alta, ou ambos (Warner 1995).

Novóides (*nova-likes*) incluem as variáveis cataclísmicas não eruptivas e não claramente magnéticas. Esta classe possivelmente inclui pré-novas, pós-novas e talvez estrelas Z Cam em um estado de *standstill* permanente. Através de observações fotométricas e espectroscópicas podemos definir algumas subclasses para as novóides: as estrelas do tipo *RW Tri* possuem espectros com linhas de emissão; as *SW Sex*, como a subclasse anterior, apresentam linhas de emissão mas com um conjunto de características espectroscópicas bem peculiares; as *UX UMa* apresentam espectros com linhas em absorção e fornecem boa oportunidade para se medir a amplitude da velocidade radial da estrela primária. Por fim, as estrelas *VY Scl* foram definidas fotometricamente, sendo chamadas de *anti novas-anãs* por apresentarem, de vez em quando, uma redução de brilho de uma ou mais magnitudes por períodos prolongados nos quais os seus espectros se assemelham aos de novas-anãs em quiescência. No máximo de luz, essas estrelas podem ser classificadas como *RW Tri*, *UX UMa* ou *SW Sex*.

Sistemas magnéticos são usualmente classificados como novóides, exceto aqueles sistemas em que foram identificadas explosões de nova ou outro subtipo bem definido. O campo magnético da anã-branca pode ser forte o suficiente para impedir a formação do disco de acréscimo, parcial ou totalmente, fazendo com que a transferência de matéria ocorra ao longo das linhas do campo magnético. Existem duas classes de variáveis cataclísmicas magnéticas: as *polares* e as *polares intermediárias*.

As *polares* possuem campos magnéticos intensos, $11 \leq B \leq 75$ MG, onde a rotação da estrela primária está em sincronia com o período orbital da binária (Warner 1995). Nestes sistemas, o fluxo de matéria da estrela secundária é acrescido sobre a anã-branca via linhas do campo magnético, sem a formação de um disco. Um dos sistemas mais conhecidos é *AM Her*. A Fig. 2.6 mostra a curva de luz da polar *VV Pup*, onde se destaca a modulação orbital causada pela mudança de aspecto da coluna de acréscimo e a intensa atividade de *flickering*.

As *polares intermediárias* possuem campos magnéticos mais fracos do que as polares, $B \sim 10^6$ G. Os sistemas pertencentes a esta classe possuem forte emissão em raios-X, mas, ao contrário das polares, a anã-branca não gira em sincronia com a órbita. Assim, existem geralmente dois períodos característicos nestas binárias, o período orbital e o período de rotação da primária. As estrelas *DQ Her* fazem partes desta classe.

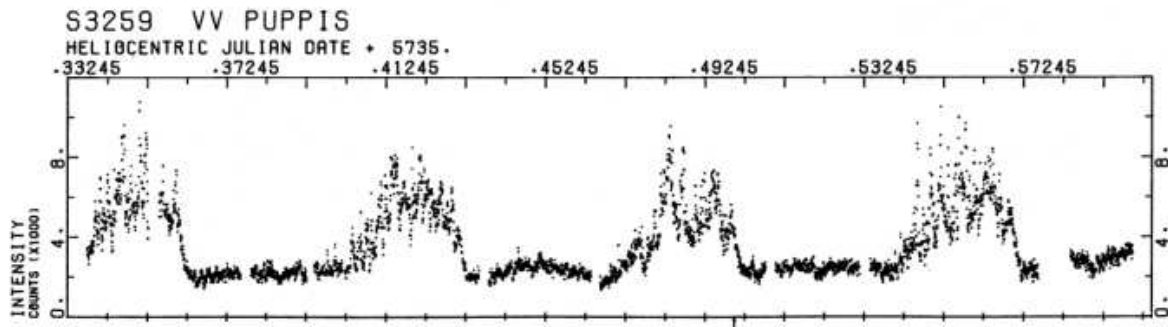


Fig. 2.6: Curva de luz da polar *VV Pup*. Extraído de Cropper & Warner (1986).

2.3 Método de Mapeamento por Eclipse

No final do século passado, algumas técnicas de imageamento indireto foram desenvolvidas com a finalidade de obter informação espacialmente resolvida de discos de acrecimento em escalas de micro-segundos de arco – muito além da capacidade das atuais técnicas de imageamento direto. Duas técnicas, em especial, são competidoras e complementares. Uma destas técnicas é a Tomografia Doppler (Marsh & Horne 1988), que através de mudanças no perfil de linhas de emissão com relação a fase orbital explora a dinâmica dos discos de acrecimento. Este método é aplicável a binárias em uma larga faixa de inclinação orbital, embora seja restrito a dados contendo linhas de emissão. A outra técnica é o Mapeamento por Eclipse (Horne 1985). Esta congrega as informações contidas no perfil do eclipse em um mapa da distribuição superficial de brilho do disco de acrecimento. Embora a aplicação da técnica seja restrita a binárias com eclipses profundos (ou seja, sistemas que possuem alta inclinação), o mapeamento por eclipse pode ser utilizado em dados do contínuo, bem como em linhas de emissão/absorção (Baptista 2001).

Nesta seção descrevemos o método de mapeamento por eclipse (MME), por ser este o método escolhido para ser aplicado aos dados deste trabalho. O MME é uma técnica computacional que obtém mapas de distribuição de brilho na região do disco de acrecimento, a partir de curvas de luz com eclipse de variáveis cataclísmicas. Assume-se três hipóteses

básicas:

- (i) a superfície da estrela secundária é dada por sua equipotencial de Roche,
- (ii) a distribuição de brilho está contida no plano da órbita, e
- (iii) a radiação emitida é independente da fase orbital.

A geometria do eclipse é calculada com a razão de massas q e a inclinação i , ou a largura do eclipse do centro do disco, $\Delta\phi$ (Horne 1985). A região do disco é dividida em vários elementos de superfície e suas intensidades são tratadas como parâmetros independentes. O objetivo do método é ajustar a intensidade destes elementos para satisfazer a curva de luz real com a precisão escolhida. A qualidade do ajuste é checada com uma estatística de consistência, o χ^2 reduzido. Como uma curva de luz, que fornece a informação de intensidade como função da fase (informação “unidimensional”), não pode restringir univocamente um mapa bidimensional, existe um grau de liberdade adicional para otimizar alguma propriedade do mapa. Para isso, é usado o procedimento de máxima entropia (Skilling & Bryan 1984; Skilling 1987) para selecionar, dentre as soluções possíveis, uma que maximize a entropia do mapa com relação a um mapa padrão.

De modo geral, as expressões matemáticas envolvendo mapeamento por eclipse utilizam a distância entre o centro do disco (anã-branca) e o ponto Lagrangeano interno, R_{L1} , como escala de comprimento. Com esta definição, o lóbulo primário terá sempre o mesmo tamanho para qualquer valor razoável de razão de massas q (Horne 1985). Definimos o *mapa de eclipse* como uma matriz quadrada de N pontos de lado λR_{L1} centrado na estrela primária. Cada elemento de superfície (*pixel*) tem uma área de $(\lambda R_{L1})^2/N$, com uma intensidade associada I_j . O ângulo sólido compreendido por cada *pixel*, conforme visto da Terra, é $\theta^2 = [(\lambda R_{L1})^2/N]/(d^2) \cos i$, onde d é a distância do sistema. Variando os valores de λ e N , a imagem pode cobrir diferentes frações da área do lóbulo primário e pode ter resolução espacial diferente.

A função entropia é definida como

$$S = - \sum_{j=1}^N p_j \ln\left(\frac{p_j}{q_j}\right) \quad (2.15)$$

onde p e q são escritos como

$$p_j = \frac{I_j}{\sum_k I_k} \quad , \quad q_j = \frac{D_j}{\sum_k D_k} \quad . \quad (2.16)$$

O mapa padrão D_j é geralmente definido como uma média das intensidades no mapa de eclipse,

$$D_j = \frac{\sum_k \omega_{jk} I_k}{\sum_k \omega_{jk}} \quad (2.17)$$

onde a função peso ω_{jk} é definida pelo usuário. Informações *a priori* sobre o disco (i.e. simetria axial) são incluídas no mapa padrão via ω_{jk} . Na ausência de qualquer vínculo (ou restrição) em I_j , a entropia é máxima $S_{max} = 0$ quando $p_j = q_j$, ou, quando o mapa de eclipse e o mapa padrão são idênticos.

Os espaços dos dados e das imagens são conectados pela expressão:

$$m_\phi = \theta^2 \sum_{j=1}^N I_j V_{j\phi}, \quad (2.18)$$

onde m_ϕ são os fluxos de cada fase calculada a partir da convolução das intensidades da imagem e a função de ocultação $V_{j\phi}$. Esta última especifica qual *pixel* vai estar ou não visível numa dada fase e tem duas dependências distintas: da geometria intrínseca do eclipse (i, q) e da matriz-imagem escolhida (λ, N). O valor $V_{j\phi}$ é obtido testando-se, para todos os *pixels* numa determinada fase, se o potencial gravitacional ao longo do raio traçado na direção da Terra não cai a um valor abaixo da equipotencial definida pelo lóbulo de Roche.

Os dados de entrada d_ϕ são perfis de eclipse binados em fase cujos fluxos são os valores medidos de m_ϕ . A incerteza σ_ϕ associada à curva de luz nos diz quão bem determinado está o perfil de eclipse. Podemos checar a consistência da reconstrução com a seguinte função,

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M \frac{(m_\phi - d_\phi)^2}{\sigma_\phi^2} = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M r_\phi^2 \quad (2.19)$$

onde M é o número de pontos na curva de luz, e r_ϕ é o resíduo para uma dada fase ϕ .

Para evitar a presença de resíduos correlacionados nas curva de luz modeladas, inclui-se como teste de consistência adicional a estatística-R (Baptista & Steiner (1993)),

$$R = \frac{1}{\sqrt{M-1}} \sum_{\phi=1}^{M-1} r_\phi \cdot r_{\phi+1}. \quad (2.20)$$

A lógica que está por trás desta expressão é simples: resíduos vizinhos com o mesmo sinal contribuem com um termo positivo para a estatística-R, enquanto o produto da eq. 2.20 será negativo quando os resíduos tiverem sinais opostos. Para resíduos não

correlatos cada termo tem chance igual de ser positivo ou negativo. Tendo contribuições iguais para os termos positivos e negativos, a estatística-R nestes casos será próxima à zero. Para obter valores negativos de R é necessário que a curva de luz modelada faça um 'zig-zag' entre os pontos de dados para estabelecer um excesso de termos de resíduos vizinhos com sinais opostos. Este modelo inviável irá introduzir uma granulação falsa na imagem reconstruída. Por outro lado, resíduos correlatos apresentaram valores de R positivos, uma vez que haverá partes da curva de luz com todos os resíduos de mesmo sinal resultando num excesso de termos positivos na eq. 2.20. Curvas com maior incidência de resíduos correlacionados produzirão valores positivos para R.

A Fig. 2.7 ilustra a simulação de um eclipse para uma distribuição de brilho ajustada e a comparação entre a curva de luz modelo resultante e a curva de luz dos dados reais. A geometria neste caso é $q = 0,3$ e $i = 78^\circ$. O painel do lado esquerdo mostra a curva de luz dos dados (pontos) e a curva de luz modelo ajustada (linha sólida). O painel da direita mostra a geometria da binária para um conjunto de fases orbitais ao longo do eclipse. Os painéis centrais mostram a distribuição de brilho de melhor ajuste, enquanto a estrela secundária oculta progressivamente o disco de acrecimento, bem como a estrela anã-branca e o *bright spot*.

Uma das primeiras aplicações da técnica de mapeamento por eclipse foi mostrar que os discos de acrecimento em erupções de novas-anãs (Horne & Cook 1985) e em novóides de longo período segue a dependência radial de temperatura esperada para um disco em estado estacionário, $T \propto R^{-3/4}$, bem como revelar que esta distribuição é essencialmente plana em novas-anãs de curto período em quiescência (Wood et al. 1986; Wood et al. 1989; Wood, Horne & Vennes 1992) (Fig. 2.8). Isto sugere que a viscosidade nestes sistemas de curto período é muito menor em quiescência que em erupção e demonstra que estes discos em quiescência estão longe de estar em estado estacionário. Informação sobre a dependência radial da temperatura e os gradientes verticais de temperatura (para regiões opticamente espessas), ou densidade superficial, temperatura e profundidade óptica (onde o disco é opticamente fino) pode ser obtida pela comparação de cada espectro com as previsões de modelos de estrutura vertical de disco (Baptista 2001).

O mapeamento por eclipse é uma valiosa ferramenta para revelar que discos reais possuem estruturas muito mais complexas que um modelo simples com simetria axial. O mapeamento por eclipse de IP Peg durante uma erupção (Baptista et al. 2000) auxiliou na localização e na investigação da estrutura espacial dos choques espirais encontrados por tomografia Doppler (Harlaftis et al. 1999; Steeghs, Harlaftis & Horne 1997).

Estes exemplos ilustram a importância da técnica de mapeamento por eclipse no estudo

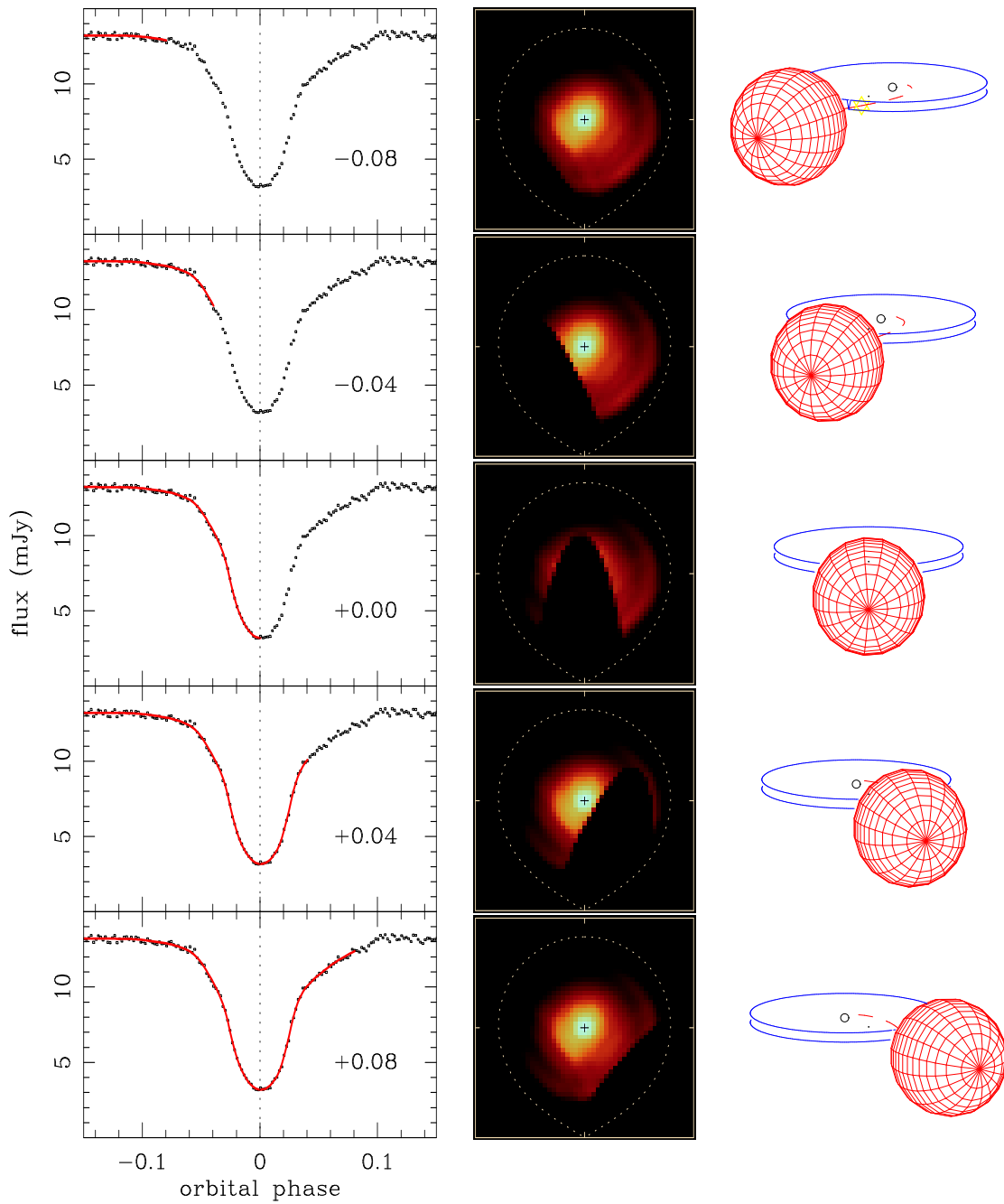


Fig. 2.7: Simulação de um eclipse de disco ($q = 0,3, i = 78^\circ$). Painéis da esquerda: curva de luz de dados (pontos) e curva de luz modelo (linha sólida) para cinco diferentes fases orbitais (indicadas no canto inferior direito). Painéis centrais: mapas de eclipse em escala logarítmica. Lóbulos de Roche para $q = 0,3$ são mostrados em linhas pontilhadas; cruzes marcam o centro do disco. A secundária se encontra abaixo de cada painel e as estrelas giram em sentido anti-horário. Painéis da direita: a correspondente geometria da binária em cada fase orbital (Baptista 2001).

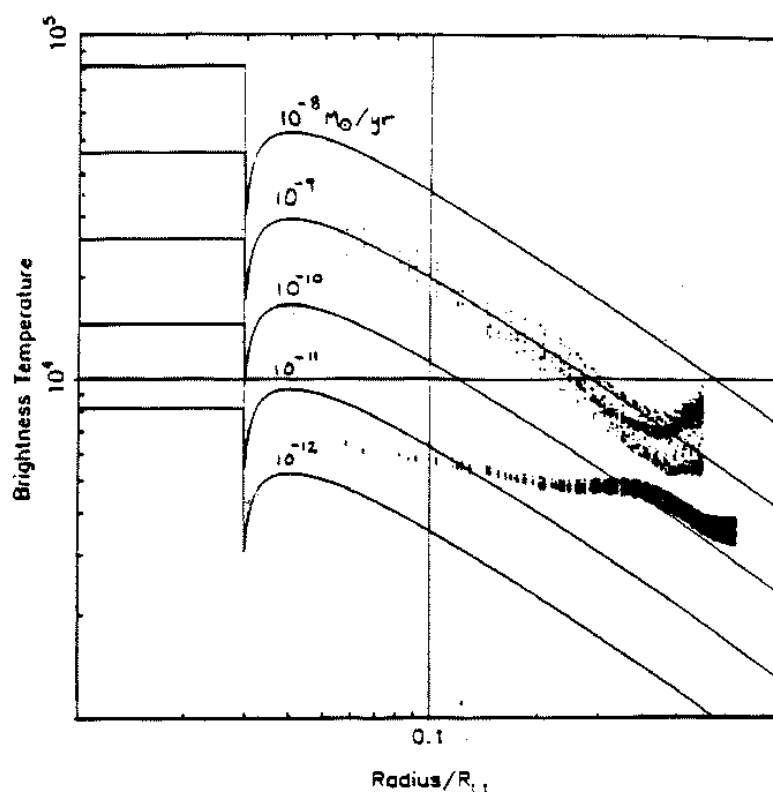


Fig. 2.8: Distribuição radial de temperatura para a nova-anã Z Cha em erupção (pontos superiores) e em quiescência (pontos inferiores). As linhas sólidas mostram os modelos de disco em estado estacionário para taxas de acréscimo de matéria de $10^{-8} - 10^{-12} M_{\odot}/ano$. Extraído de Horne (1993).

de discos de acréscimo em variáveis cataclísmicas, e de como é possível obter informação espacial das estruturas do disco e acompanhar sua evolução temporal, bem como a distribuição radial de temperatura ou de intensidades.

2.4 Flickering em Variáveis Cataclísmicas

2.4.1 Histórico

As variáveis cataclísmicas apresentam uma propriedade observacional característica em suas curvas de luz, que é uma rápida cintilação intrínseca de brilho podendo ocorrer em escalas de tempo de segundos a alguns minutos, com amplitude de 0.1–1 mag. Esta cintilação é denominada de *flickering*.

Com a introdução de novos instrumentos de detecção (p.ex. fotomultiplicadora) na metade do século passado, foi possível observar variações de brilho de curta escala de

tempo, e que foram detectadas inicialmente em AE Aqr (Henize 1949), UX UMa (Linnell 1949; Walker & Herbig 1954) e em MV Pup (Walker 1954). Com uma extensa base de observações fotométricas de várias variáveis cataclísmicas (treze remanescentes de nova, cinco novóides, quatro novas-anãs e três novas recorrentes) Walker (1957) foi o primeiro a sugerir que estas variações rápidas de brilho ocorriam para todas as variáveis cataclísmicas.

Poucos estudos foram realizados sobre as propriedades deste fenômeno, não passando de mera descrição com algumas especificações estatísticas (Moffett & Barnes 1974). Muito menos do que suas propriedades é o que se sabe sobre as causas do *flickering*. A partir de fotometria com alta resolução temporal de U Gem, Warner (1976) observou que a amplitude do *flickering* é modulada da mesma forma que a curva de luz, tornando-se mais intensa no máximo do aumento de luz (*hump* orbital), causado pelo *bright spot*; este último como provável fonte de *flickering* neste sistema (Fig. 2.9). Observações do *Hubble*

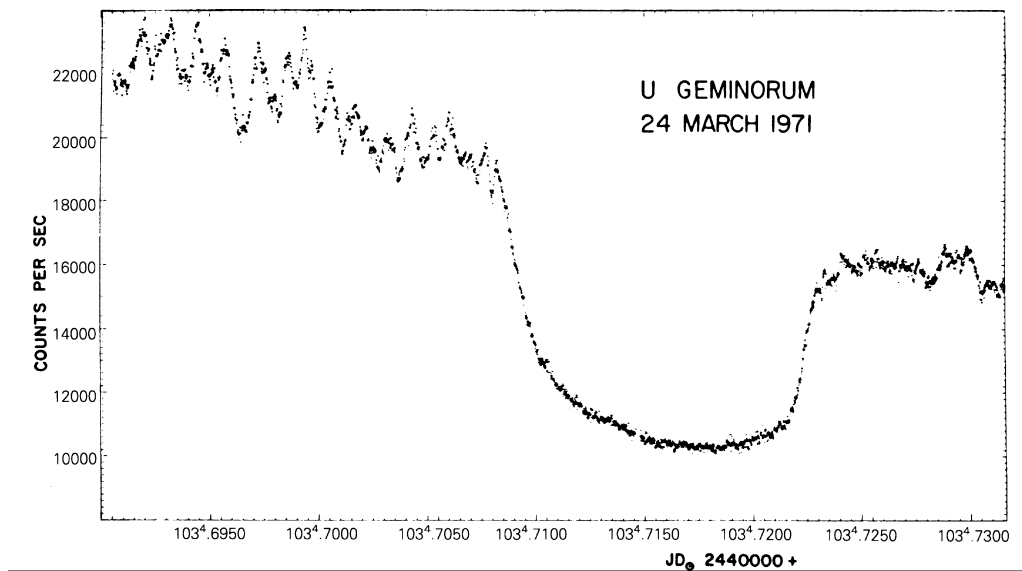


Fig. 2.9: Curva de luz de U Gem com resolução de 2s. Nota-se a intensa atividade de *flickering* antes do eclipse e como esta é reduzida consideravelmente durante o eclipse, sugerindo que o *bright spot* neste sistema seja a principal fonte de *flickering* (Extraído de Warner 1976).

Space Telescope (HST) de IP Peg mostram o mesmo fenômeno para as curvas de luz no UV (Horne 1993).

Existem sistemas nos quais a amplitude do *flickering* sofre pouca ou nenhuma redução durante o eclipse do *bright spot*, indicando que a fonte principal do *flickering* pode estar localizada em outro lugar. Vogt et al. (1981) notaram um forte *flickering* em OY Car mesmo com o *bright spot* eclipsado. Este mesmo comportamento foi observado em HT

Cas (Patterson 1981). A Fig. 2.10 mostra duas curvas de luz de HT Cas em estados de brilho diferentes. O ciclo 2252 mostra um eclipse simétrico referente à ocultação da região próxima à anã-branca, enquanto o ciclo 2297 apresenta um eclipse claramente assimétrico devido à contribuição do *bright spot*. Pode-se notar que o *flickering*, em ambas as curvas, quase desaparece quando a região próxima à anã-branca é eclipsada, mas reaparece na curva enquanto o *bright spot* ainda se encontra eclipsado (curva 2297). Horne & Stiening

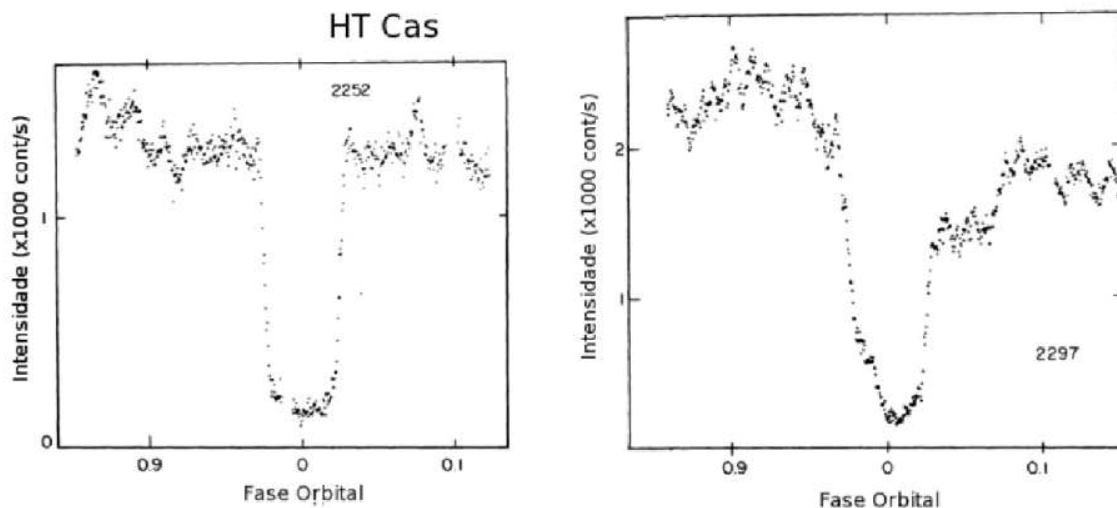


Fig. 2.10: Curvas de luz de HT Cas. São dois ciclos de HT Cas obtidos por Patterson (1981). O ciclo 2252 mostra um eclipse simétrico referente ao eclipse da região próxima à anã-branca. Enquanto que, o ciclo 2297 apresenta um eclipse mais assimétrico devido à contribuição do *bright spot*. O *flickering* se torna menos pronunciado quando as partes próximas à anã-branca são eclipsadas.

(1985) e O'Donoghue, Fairall & Warner (1987) deduziram que o *flickering* nas novóides eclipsantes RW Tri e VZ Scl está localizado próximo ao centro de seus discos de acrecimento. Na Fig. 2.11 temos as curvas de luz *UBR* de RW Tri (Horne & Stiening 1985) e pode-se observar que o espalhamento entre as curvas de luz (uma medida da amplitude do flickering) diminui durante o eclipse.

Bruch (1992) realizou um estudo observacional sistemático em variáveis cataclísmicas na tentativa de limitar possíveis modelos físicos para as causas do *flickering* nestes sistemas. Ele observou que o espectro de potência do *flickering* pode ser ajustado por uma lei de potência $P(f) \propto f^{-\alpha}$, com $\alpha \simeq 1,0 \pm 0,2$. Ele também observou uma correlação entre a luminosidade da componente de brilho constante da primária e a luminosidade da fonte de *flickering*, sugerindo que este – mesmo não aumentando diretamente no disco de acrecimento – de algum modo está sendo alimentado pelo disco.

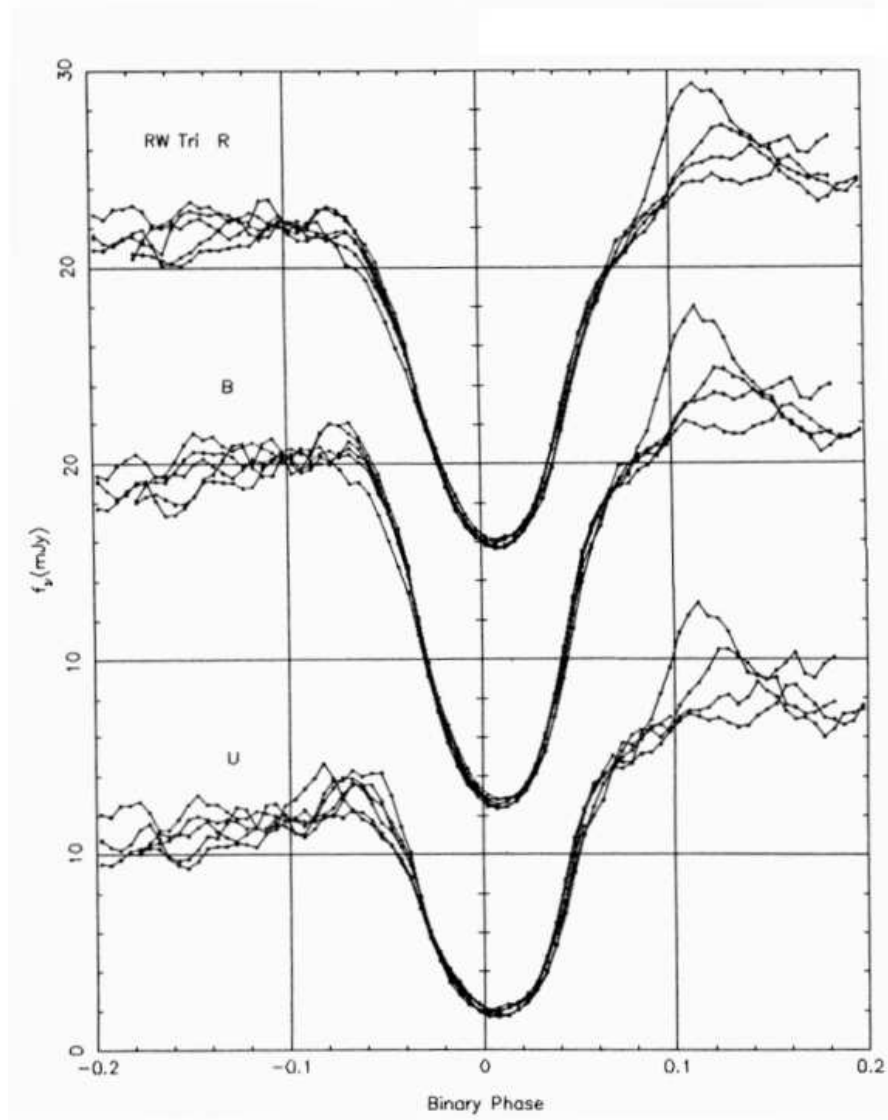


Fig. 2.11: Curvas *UBR* de RW Tri superpostas em fase. O espalhamento dos dados fornece uma medida da amplitude do flickering em função da fase. Extraído de Horne & Stiening (1985).

Bruch (1996) analisa o *flickering* obtido de dados de Z Cha em alguns estados de brilho diferentes. A possível fonte do *flickering* neste sistema se concentra nas partes centrais do disco, com uma pequena contribuição da região do *bright spot* no estado de quiescência. Este resultado confirma os resultados iniciais obtidos por Welsh & Wood (1995). A Fig. 2.12 mostra as curvas de luz de Z Cha em dois estados de brilho diferentes. Em quiescência, as partes centrais do disco de acrecimento e *bright spot*, este último com uma parcela significativa, contribuem para o *flickering*. Enquanto que, para o estado em erupção, as partes centrais se tornam a principal fonte de *flickering*.

Bruch (2000) investiga o *flickering* em HT Cas, V2051 Oph, UX UMa e IP Peg.

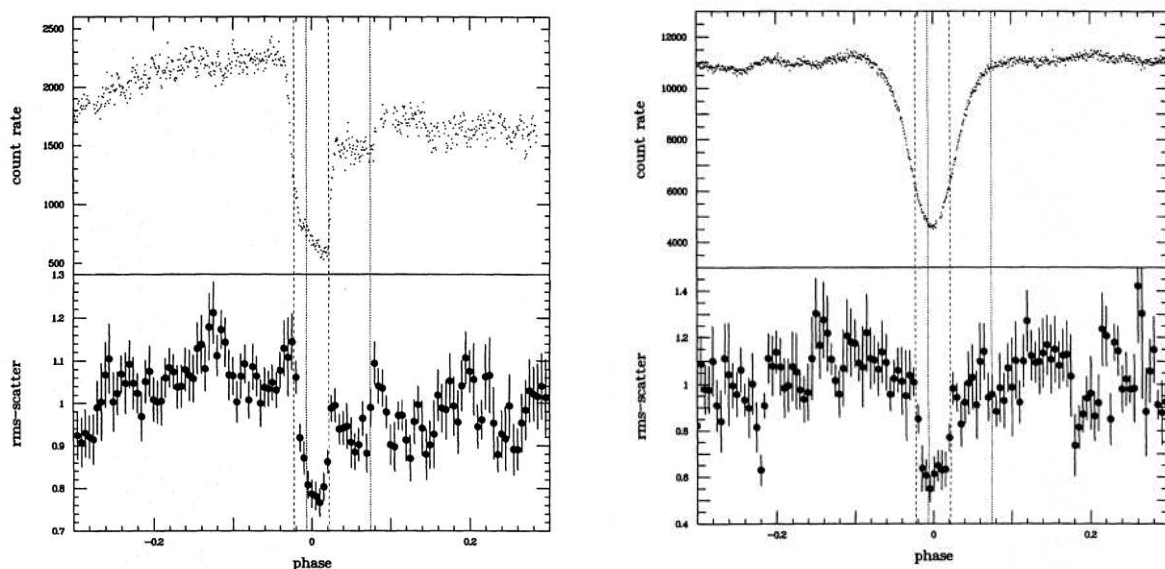


Fig. 2.12: Curvas de luz e *flickering* de Z Cha. À esquerda: o sistema em quiescência (acima), e a curva média dos desvios. À direita: curva de luz no máximo da erupção (acima), e a curva média dos desvios. As linhas tracejadas e pontilhadas indicam a segunda e terceira fase de contato da anã-branca e do *bright spot*, respectivamente. Extraído de Bruch (1996).

Para os três primeiros objetos o eclipse da fonte de *flickering* coincide com o eclipse das partes internas do disco, tendo um leve aumento nas fases em que o *bright spot* é melhor visualizado. Para IP Peg, o eclipse da fonte de *flickering* coincide com a ocultação do *bright spot*. Outro ponto interessante está na discussão que Bruch (2000) faz sobre os métodos de geração de curvas de *flickering* vigentes (métodos 'Single' e 'Ensemble'), e que será melhor detalhada na próxima seção.

O *flickering*, entretanto, não é um fenômeno restrito às variáveis cataclísmicas com disco de acrecimento. Sistemas do tipo polar – que não possuem disco de acrecimento devido ao intenso campo magnético da estrela compacta – apresentam *flickering* pronunciado, sugerindo que esta variação pode estar mais associada ao processo de transferência de matéria do que à viscosidade ou turbulência em discos de acrecimento (ver Fig. 2.6). Panek (1980) sugere que o *flickering* produzido em AM Her é causado por um fluxo irregular de matéria, isto é, a matéria transferida pela secundária alcança a região de choque na superfície da anã-branca como "bolhas" de gás. Outros sistemas, como as estrelas simbióticas – que possuem uma estrela gigante vermelha como companheira da anã-branca, ao invés de uma anã vermelha como nas variáveis cataclísmicas – também apresentam *flickering* e sua causa foi sugerida como uma instabilidade nas partes internas de um disco de acrecimento ou inhomogeneidades em jatos colimados produzidos na anã-branca magnética (Zamanov

et al. 2004; Sokoloski & Kenyon 2003).

Com base numa análise observacional das curvas de luz de variáveis cataclísmicas, chegou-se a algumas possíveis causas para o *flickering* (Bruch 1992, 2000), sendo elas: i) transferência instável de matéria da secundária (o que resultaria no *bright spot* como sendo a fonte de *flickering*); ii) descargas magnéticas no disco de acrecimento (causadas por reconexão magnética); iii) turbulência no disco de acrecimento; e iv) acrecimento instável de matéria sobre a anã-branca (causadas por instabilidade na região da *boundary layer*). Os itens (ii) e (iii) resultam em uma distribuição de *flickering* espalhada por todo o disco de acrecimento. Entretanto, mesmo com bons indícios para as fontes e os cenários propostos para a física do *flickering*, esta análise é um tanto empírica.

Dentre os modelos numéricos propostos para descrever a variabilidade estocástica de brilho, pode-se destacar alguns para ajudar a compreensão das causas do *flickering*. Kawaguchi et al. (2000) apresentam resultados de uma simulação magneto-hidrodinâmica (MHD) tridimensional aplicada a candidatos a buracos negros e a núcleos ativos de galáxias, para explicar uma flutuação que pode ser descrita por uma lei de potência $P(f) \propto f^{-\alpha}$, com $\alpha \simeq 1 - 2$. Esta mesma lei de potência parece adequada para descrever o *flickering* em variáveis cataclísmicas (Bruch 1992). Eles atribuem esta flutuação a eventos de reconexão magnética produzidos no disco de acrecimento ao redor do objeto compacto, e associam esta atividade com o parâmetro j/ρ (densidade de corrente dividido pela densidade da matéria na região analisada). Eles observaram que as reconexões mais rápidas ocorriam quando esta razão se tornava bastante alta, ou seja, quanto maior for o valor de j/ρ , para uma determinada região, maior será a possibilidade desta região ser uma região de reconexões magnéticas. Na Fig. 2.13 temos um mapa de contorno para vários valores de j/ρ , e nota-se que as regiões com as conexões mais rápidas (j/ρ grande – e flutuações mais rápidas) se encontram nas partes próximas ao objeto compacto, e que as reconexões vão se tornando mais lentas quando nos afastamos do centro. Uma consequência importante deste modelo é que ele prevê uma correlação entre a distância ao centro do disco e a frequência do *flickering*: *flickering* de alta frequência se origina preferencialmente próximo ao centro do disco, *flickering* de baixa frequência provém das partes externas do disco.

Geertsema & Achterberg (1992) investigaram os efeitos da turbulência MHD em discos de acrecimento com rotação diferencial. Eles apresentam um conjunto de equações de dinâmica não-linear simplificadas e suas soluções numéricas. Alguns resultados interessantes foram obtidos:

\Rightarrow uma relação entre L/H (onde L é a dimensão da maior célula de turbulência e H é a

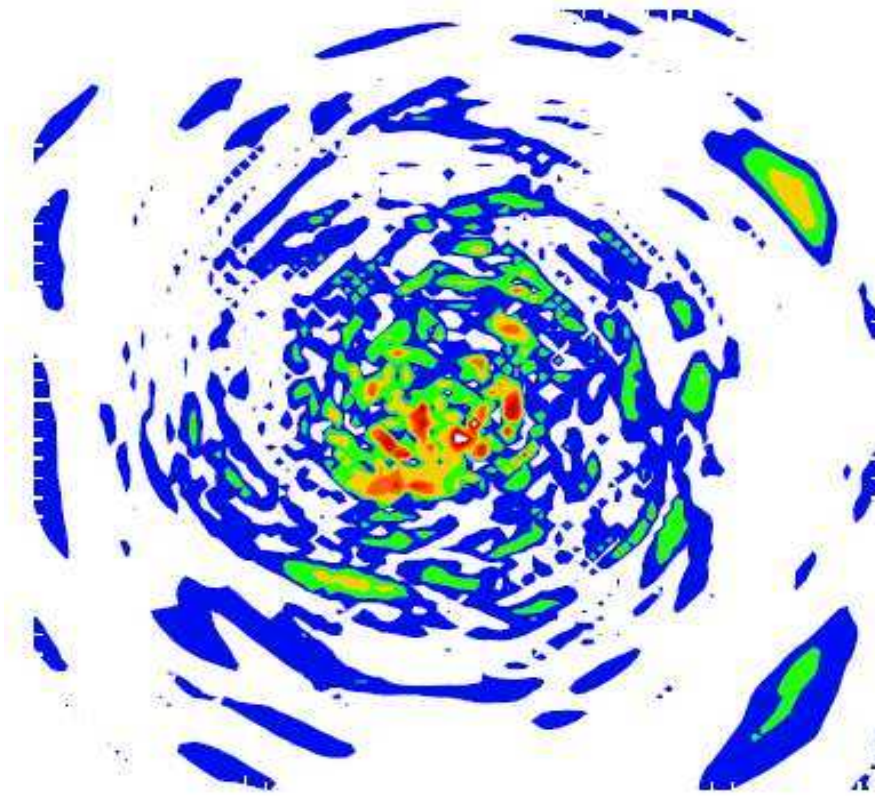


Fig. 2.13: Mapa de contorno de distribuição de j/ρ sobre o plano horizontal. Os valores de j/ρ e as cores estão descritas desta forma: 70 para o azul, 120 para o verde, 200 para o amarelo e 300 para o vermelho (Extraído de Kawagushi et al. 2000)

escala de altura do disco) e o parâmetro α (Shakura & Sunyaev 1973):

$$\alpha \simeq 0,9 \frac{L^2}{H^2} \quad (2.21)$$

\Rightarrow encontraram que a taxa de dissipação de energia por unidade de área (eq. 2.8) apresenta uma grande flutuação. Se esta flutuação for produzida por um grande número de células de turbulência alcançando a superfície do disco, podemos ter a variância $\sigma(D)$ expressa como,

$$\frac{\sigma(D)}{\langle D \rangle} \approx \frac{2,5}{\sqrt{N}} \quad (2.22)$$

onde $\langle D \rangle$ corresponde à taxa de energia média dissipada por unidade de área e o número de células N é dado por:

$$N = 4\pi r \frac{H}{L^2} = 4\pi \frac{r}{H} \left(\frac{H}{L} \right)^2 \simeq 1,25 \times 10^3 \left(\frac{H}{L} \right)^2$$

onde assumimos que $H/r \simeq 10^{-2}$, típico para disco fino (Frank, King & Raine 1992).

Da eq. 2.21 podemos reescrever α como:

$$\alpha \simeq 1130 \frac{1}{N} \simeq 180 \left[\frac{\sigma(D)}{\langle D \rangle} \right]^2 . \quad (2.23)$$

A flutuação vista nestas simulações pode ser a causa do *flickering* encontrado nas variáveis cataclísmicas e nas binárias de raio-X (Baptista & Bortoletto 2002). Uma consequência bastante interessante é que, neste caso, com a amplitude relativa do *flickering* pode-se obter uma estimativa para o parâmetro α .

O primeiro passo para entender as causas do *flickering* é localizar com precisão as suas fontes. Técnicas de imageamento indireto são ferramentas extremamente úteis para esta tarefa. Pode-se fazer uma análise nas linhas de emissão do espectro de variáveis cataclísmicas utilizando Tomografia Doppler e obter mapas da variância nos perfis de linhas de emissão (Diaz 2001). Também pode-se fazer uma análise das curvas orbitais do desvio médio com relação ao brilho médio para obter a distribuição espacial das fontes de *flickering*. Esta última é a forma de análise adotada neste trabalho.

2.4.2 Métodos de análise dos dados

A dependência orbital do *flickering* pode ser obtida quantificando-se as variações randômicas devidas ao *flickering* em um conjunto de curvas de luz em função da fase orbital (i.e., calculando uma curva orbital do espalhamento no conjunto de dados).

No que diz respeito aos detalhes do cálculo da curva orbital de *flickering*, existem dois métodos de análise, denominados de método '*Single*' e '*Ensemble*'. Em ambos os casos, muitas curvas de luz são necessárias para produzir um resultado estatisticamente significativo. Na ausência de qualquer mudança no estado de brilho do objeto em estudo (i.e., variações na distribuição estacionária de brilho), estes métodos podem retornar resultados bastante semelhantes. Obviamente eventos como erupções do tipo nova-anã violam este critério, mas mudanças nas condições de observação (p.ex., detectores com diferentes sensibilidades ou bandas fotométricas distintas) podem também causar problemas. Para minimizar estes efeitos, o melhor é coletar todas as curvas de luz num intervalo de tempo tão curto quanto possível e com a mesma configuração instrumental.

O método '*Single*' (Bruch 2000 e referências citadas) consiste em subtrair uma versão suavizada da curva de luz da curva original para obter as curvas dos resíduos como função da fase. A média das curvas dos resíduos individuais para um grande conjunto de curvas constitui a curva do espalhamento médio (*flickering*).

A utilização de um processo de filtragem para a obtenção da curva suavizada e homogênea gera, nas curvas das diferenças, um viés (“*bias*”) nas mesmas fases onde existe um gradiente maior na curva de luz original (ingresso/egresso do eclipse). Para evitar este *bias*, usou-se uma outra forma de definir a curva suavizada. Cada curva de luz é dividida em pequenas caixas em fase, onde se calcula o fluxo médio e, para cada uma das curvas de luz, aplica-se um interpolador de pontos do tipo *spline*. Estas curvas, então, são subtraídas das curvas originais para gerar as curvas de *flickering*. A escolha do tamanho da caixa deve ser feita de modo que exista um balanço entre a escala de tempo máximo do *flickering* (para permanecer detectável) e a necessidade do *spline* seguir bem o perfil do eclipse. Como consequência, a resolução fica dependente da escolha do tamanho da caixa. Este procedimento equivale a uma filtragem dos dados (filtro de frequências passa-alta) que extrai o *flickering* de alta frequência da curva de luz. Uma dificuldade deste método é justamente a de separar o *flickering* das variações rápidas de brilho, como as que ocorrem durante o eclipse. Como possíveis desvantagens deste método citamos uma baixa resolução em fase nas curvas de *flickering* e a tendência de introduzir artefatos nas fases de ingresso/egresso de fontes compactas (p. ex., anã-branca, *bright spot*).

O método ‘*Ensemble*’ foi introduzido por Horne & Steining (1985) para uma investigação do *flickering* em RW Tri. Eles usaram a curva dos desvios quadráticos médios entre as curvas de luz individuais e a curva de luz média, em cada fase orbital, para definir a curva de luz do *flickering*. As vantagens deste método são: (i) quando várias curvas de luz são usadas, a média é bem definida e não há necessidade de ajustar uma função às curvas de luz; (ii) cada fase orbital é tratada independentemente (desta maneira não há correlações entre fases adjacentes). A principal desvantagem é a sensibilidade para qualquer mudança no estado de brilho do sistema no conjunto das observações. Este problema pode se tornar sério, pois para esta análise é necessário que não haja mudanças substanciais na estrutura do disco (ou detector/condições de observação) durante a obtenção dos dados. Se isto é violado, as curvas de luz do *flickering* podem ser enganosas. Felizmente, é fácil testar se o estado de brilho do sistema foi alterado e então aplicar as devidas compensações.

Bennie, Hilditch & Horne (1996) conseguiram amenizar o problema da variabilidade da componente estacionária de brilho, obtendo os eclipses das curvas médias, da variação secular e do *flickering*, a partir da decomposição de um conjunto de curvas de luz de eclipse em pequenas caixas em fase. As variações no fluxo das curvas de luz são obtidas pelo cálculo do fluxo médio, calculado para cada curva sobre todas as fases excluindo somente as faixas onde o fluxo é atenuado (durante o eclipse) ou aumentado (*bright spot*).

Estes valores de fluxo médio são os fluxos de referência. Diagramas dos fluxos em cada fase ϕ versus o fluxo de referência mostram que existe uma boa correlação (linear) entre estas grandezas: o fluxo $f(\phi)$ é maior quanto maior for o fluxo de referência (Fig 2.14). Cada ajuste linear do gráfico fluxo(ϕ)-fluxo(referência) fornece o fluxo médio para uma dada fase, um coeficiente angular (que mede a variação secular) e uma dispersão dos dados com relação à reta de melhor ajuste (que representa a amplitude do *flickering* naquela fase, após descontada a contribuição devido à estatística Poissoniana). Quando o ajuste é feito para todas as fases, obtemos as curvas orbitais para a luz média (estacionária), para a variação secular e para o *flickering*.

Os dois métodos são complementares. O método '*Ensemble*' amostra o *flickering* de todas frequências. Porém, como o espectro de potência do flickering obedece a uma lei de potência decrescente, as curvas '*Ensemble*' são dominadas pelas componentes de *flickering* de baixas frequências. Por outro lado, o método '*Single*' gera curvas de *flickering* amostrando somente as componentes de altas frequências, com a frequência de corte definida pela largura do filtro usado. Assim, a combinação deste dois métodos abre a possibilidade não somente de investigar a localização das fontes de *flickering*, mas também separar as componentes de alta e baixa frequência do *flickering*.

2.4.3 Construção das curvas de luz

As curvas dos desvios são obtidas usando os métodos '*Single*' e '*Ensemble*'. Para o cálculo da curva dos desvios '*Single*' suavizamos cada curva de luz com um filtro de mediana de largura Δt_1 segundos, seguido de um filtro estreito de média deslizante com largura Δt_2 segundos, e subtraímos esta curva suavizada da curva original. A quantidade de filtragem aplicada às curvas de luz é definida por dois requisitos contrários: (1) queremos preservar o *flickering* com a menor frequência possível na curva de luz após a subtração da curva suavizada, mas (2) precisamos evitar que apareçam artefatos na curva dos desvios ao redor das regiões de egresso/ingresso da anã-branca se muita filtragem for aplicada. Filtros de largura muito pequena resultam numa curva dos desvios de baixa amplitude e ruidosa, isto porque somente as componentes de mais altas frequências permanecem após a subtração da curva suavizada. Por outro lado, filtros de largura grande introduzem "picos" artificiais na curva resultante pois a curva suavizada não é capaz de seguir mudanças de brilho muito acentuadas que ocorrem nas fases de ingresso e egresso da anã-branca (ver Fig. 3 de Bruch 2000).

As curvas dos desvios de todas as curvas da amostra são combinadas e divididas em um conjunto de caixas em fase, ϕ . A curva média dos desvios $\sigma_{\text{tot}}(\phi)$ é calculada segundo

a expressão,

$$\sigma_{\text{tot}}^2(\phi) = \frac{1}{N(\phi) - 1} \sum_{i=1}^{N(\phi)} (f_i - \bar{f}_i)^2, \quad (2.24)$$

onde f_i e \bar{f}_i são, respectivamente, o fluxo do i -ésimo ponto da curva original e o fluxo correspondente na curva suavizada e $N(\phi)$ é o número de ponto para cada caixa em fase.

Para o cálculo da curva dos desvios '*Ensemble*', definimos um fluxo de referência (o fluxo médio sobre toda a curva de luz excluindo o eclipse primário e, se houver, a região em fase do *hump* orbital) para cada curva de luz individual. O conjunto de curvas de luz é separado em pequenas caixas em fase, de largura $\Delta\phi$. O ajuste linear para o diagrama $f_i - \bar{f}_i$, para cada caixa em fase, permite calcular um fluxo médio (o fluxo da função ajustada para o fluxo de referência médio), um coeficiente angular (que representa a variabilidade secular para dada fase), e o desvio padrão com relação ao ajuste linear, σ_{tot} . Repetindo tal procedimento para todas as caixas em fase, obtemos a curva de luz orbital média, a curva das variações seculares, e a curva dos desvios, σ_{tot} ,

$$\sigma_{\text{tot}}^2(\phi) = \frac{1}{N(\phi) - 1} \sum_{i=1}^{N(\phi)} [f_i - \bar{f}(f_{\text{ref}}(i))]^2, \quad (2.25)$$

onde $\bar{f}(f_{\text{ref}}(i))$ é o valor da função linear ajustada para o fluxo de referência do i -ésimo ponto dos dados. O coeficiente angular é sensível à faixa de valores do fluxo de referência e ao espalhamento para uma dada fase. Assim, quanto maior for a faixa coberta pelo fluxo de referência e quanto menor o espalhamento com relação à reta, mais bem determinado será o coeficiente angular.

Na Fig. 2.14 é mostrado um diagrama $f_i - f_{\text{ref}(i)}$ para dados de SW Sex em três fases selecionadas. O ajuste linear fornece uma boa descrição da relação entre f_i e $f_{\text{ref}}(i)$ para todas as fases. O espalhamento ao redor do ajuste linear é diferente para cada fase orbital. Se usássemos o desvio quadrático médio com relação à média para calcular o desvio numa determinada fase estaríamos **superestimando** a contribuição do *flickering*, porque não seria levada em conta a tendência linear nos fluxos observados causada por mudanças de longo termo.

As curvas dos desvios '*Single*' e '*Ensemble*' têm uma contribuição da estatística da contagem de fótons (ruído Poissoniano) e da atividade intrínseca do *flickering*. A contribuição do *flickering* para uma determinada fase ϕ pode então ser obtida da seguinte relação,

$$\sigma_f(\phi) = \sqrt{\sigma_{\text{tot}}^2(\phi) - \sigma_P^2(\phi)}, \quad (2.26)$$

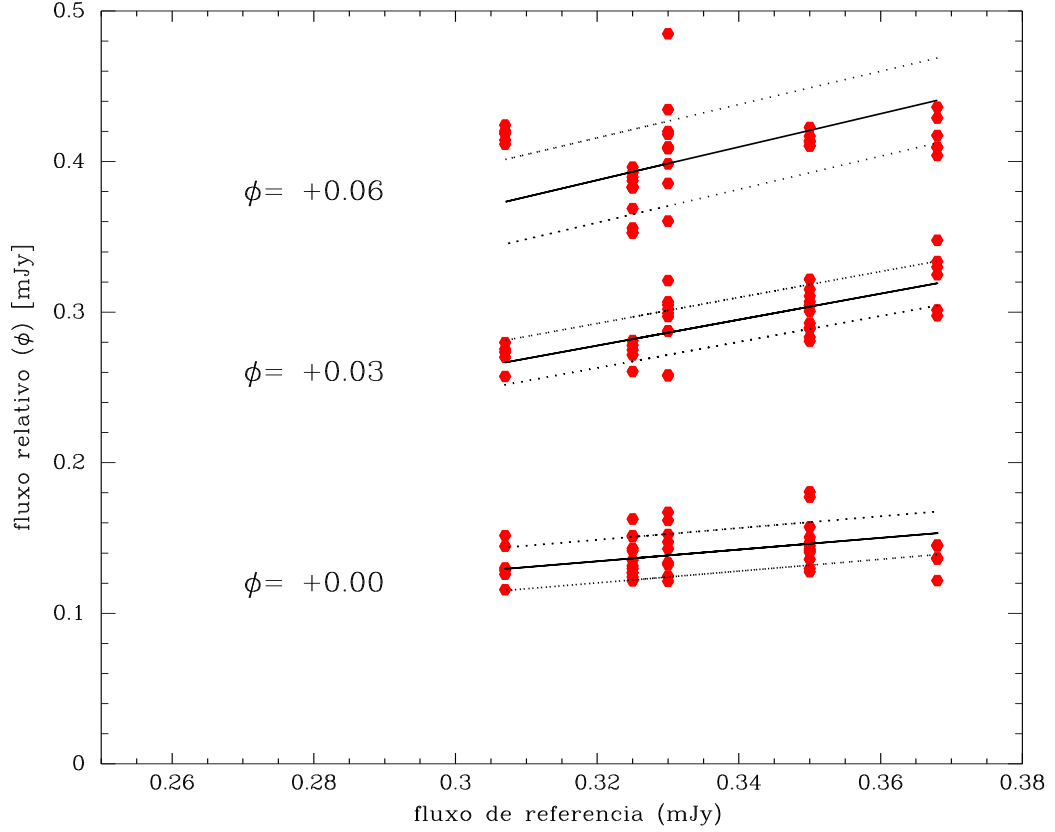


Fig. 2.14: Diagrama f_i versus $f_{\text{ref}}(i)$ para três fases orbitais, obtidas a partir de um conjunto de curvas de luz de SW Sex. As linhas sólidas mostram o melhor ajuste linear aos dados. As linhas pontilhadas indicam o desvio padrão (*flickering* + ruído Poissoniano) com relação a cada ajuste.

onde

$$\sigma_P(\phi) = \frac{1}{N(\phi)} \sum_{i=1}^{N(\phi)} r_i^2, \quad (2.27)$$

r_i é o ruído Poissoniano do i -ésimo ponto dos dados, e σ_{tot}^2 é o desvio obtido das equações 2.24 e 2.25, respectivamente, das curvas 'Single' e 'Ensemble'. Em ambos os casos, adotamos $\sigma_f(\phi) = 0$ quando $\sigma_P(\phi) \geq \sigma_{\text{tot}}(\phi)$.

O erro na curva de *flickering* $S_{\sigma_f}(\phi)$ é calculado pela propagação de erros incluindo o erro no desvio padrão σ_{tot} :

$$S_{\sigma_f}(\phi) = \frac{1}{\sigma_f(\phi)} \sqrt{\frac{\sigma_{\text{tot}}^4(\phi)}{2[N(\phi) - 1]} + \sigma_P^2(\phi) \text{Var}[\sigma_P^2(\phi)]} \quad (2.28)$$

(ver Lupton 1993), onde

$$\text{Var}[\sigma_{\text{P}}(\phi)] = \frac{1}{N(\phi)} \sum_{i=1}^{N(\phi)} r_i^2 - \left[\frac{1}{N(\phi)} \sum_{i=1}^{N(\phi)} r_i \right]^2. \quad (2.29)$$

O valor de $S_{\sigma_f}(\phi)$ fica sem sentido quando $\sigma_f(\phi) = 0$.

Como exemplo da aplicação destes métodos, a Fig.2.15 mostra um conjunto de dados para o baixo estado de brilho de V2051 Oph, a curva média deste conjunto de curvas de luz e as curvas de *flickering* para o método '*Ensemble*' e '*Single*'. A análise completa dos dados de V2051 Oph será apresentada no capítulo 4.

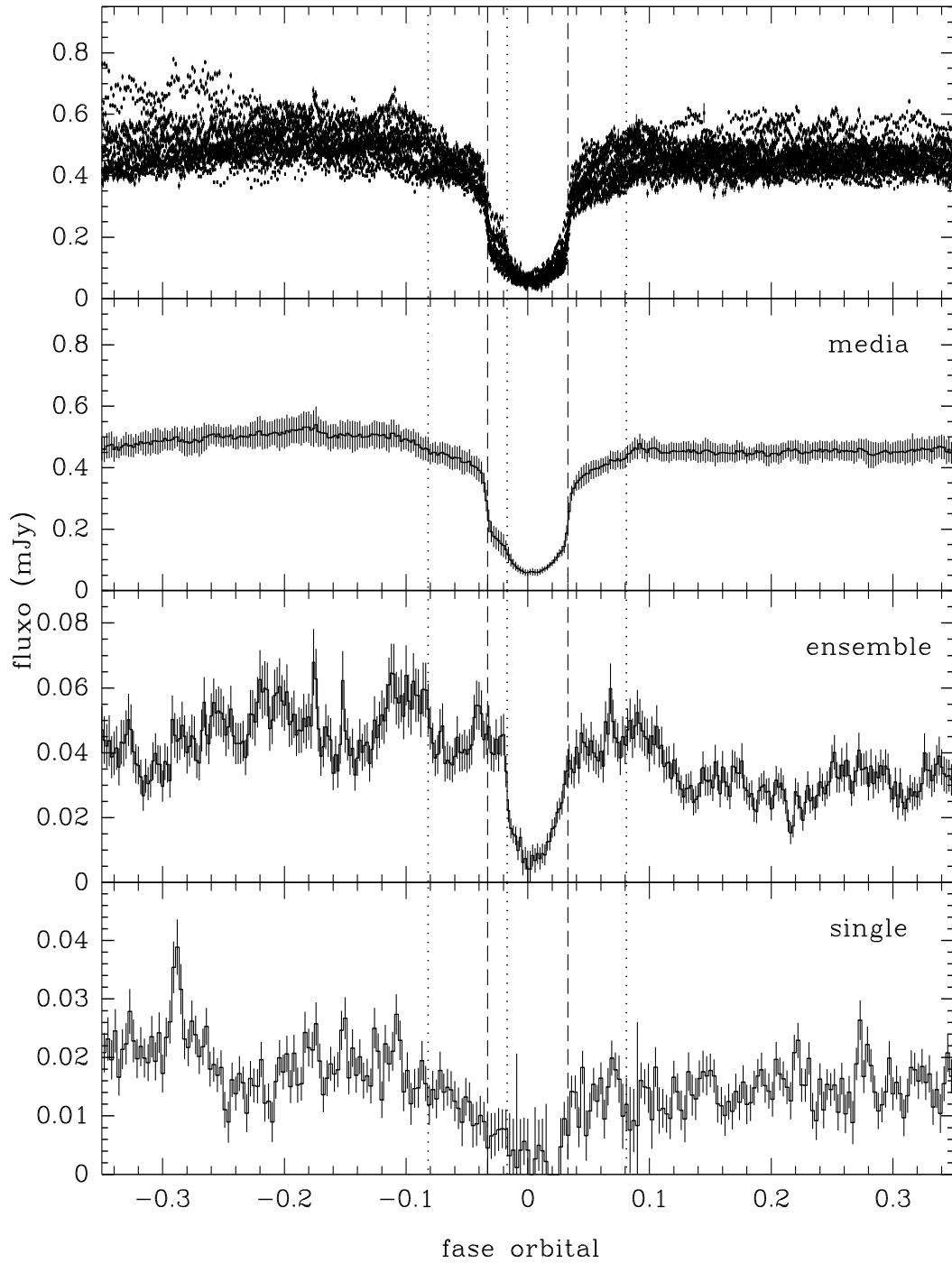


Fig. 2.15: Do alto para baixo: conjunto com curva de luz de V2051 Oph; a curva média calculada deste conjunto de curvas de luz; a curva de *flickering* para o método 'Ensemble' e a curva de *flickering* 'Single'.

Capítulo 3

Simulações e Projeto Observacional

Neste capítulo apresentamos um estudo sobre a qualidade das curvas orbitais de *flickering* que podem ser obtidas em função de vários parâmetros e identificamos os parâmetros fundamentais para um bom experimento de *flickering*. Igualmente investigamos a habilidade do método de mapeamento por eclipse em reconstruir a distribuição das fontes de *flickering*. Iniciamos com a descrição dos métodos usados para criar curvas de luz artificiais com *flickering*. Estas curvas de luz são combinadas para produzir curvas de *flickering* pelos métodos ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’, que por sua vez são submetidas ao método de mapeamento por eclipse para obtenção de mapas da distribuição espacial do *flickering*. Comparamos o mapa final com o mapa inicial de *flickering* para cada modelo. Na última seção, apresentamos o projeto observacional que está sendo realizado para este trabalho.

3.1 Curvas de Luz Orbitais Artificiais

Para realizar simulações de experimentos de mapeamento das fontes de *flickering*, inicialmente foi necessário produzir curvas de luz orbitais com *flickering*. Para este fim, como foi visto na seção 2.4.1, assumimos que o *flickering* pode ser produzido (i) no *bright spot*, (ii) nas regiões mais internas (e provavelmente turbulentas) do disco, e (iii) distribuído sobre todo o disco, em consequência de variações na taxa de dissipação de energia nas faces do disco causadas por turbulência ou por eventos de reconexão magnética. Assim, de modo a cobrir este leque de possibilidades, nossas simulações foram feitas considerando quatro modelos possíveis para a localização espacial das fontes de *flickering*:

- (I) as partes centrais do disco;

- (II) a região de choque entre a matéria vinda da secundária e o disco (*bright spot*);
- (III) a combinação do modelo (I) + modelo (II); e
- (IV) uma fonte extensa espalhada sobre todo o disco.

Como configuração geométrica do sistema binário, adotamos uma inclinação $i = 78^\circ$ e uma razão de massas $q = 0,3$. Estes valores correspondem à geometria da novóide UU Aqr (Baptista, Steiner & Cieslinski 1994). Os mapas de intensidade aqui apresentados possuem uma dimensão de 51×51 *pixels* e aresta de $2 R_{L1}$, e são todos centrados na anã-branca.

Para a produção das curvas de luz com as fontes de *flickering* conforme os modelos (I), (II) e (III), desenvolvemos um programa capaz de gerar/simular mapas de distribuição de brilho cuja intensidade num determinado *pixel* varie em função do tempo. A distribuição de brilho é obtida a partir de dois mapas artificiais: um mapa com uma componente estacionária de brilho e outro com as amplitudes do *flickering*. Como componentes estacionárias de brilho assumimos neste caso as partes centrais do disco (anã-branca) e o *bright spot*. A intensidade num determinado *pixel* é dada pela soma da intensidade da componente de brilho estacionário com a amplitude do *flickering*, multiplicada por um valor randômico (sorteado de uma distribuição gaussiana) neste *pixel*. Ao final deste processo para todos os *pixels*, temos um mapa de intensidade como um ‘instantâneo’ da distribuição de brilho no disco com as contribuições da luz estacionária e do *flickering*.

Para simular os efeitos do *flickering*, é preciso fazer esta distribuição de brilho variar no tempo. Para uma dada fase orbital geramos N mapas, conforme o procedimento acima, e calculamos um mapa com as intensidades médias em cada *pixel*. Para as demais fases da curva de luz, sorteamos (aleatoriamente) um dos mapas gerados, retiramos este mapa do conjunto e o substituímos por um novo mapa de intensidades, e novamente calculamos o mapa médio. Assim, após ter realizado esta tarefa para todas as fases, temos um conjunto de mapas médios (um para cada fase) com a distribuição de brilho variando de um mapa para outro (ou seja, de uma fase para outra). Ao aplicarmos o arquivo de geometria do sistema binário artificial sobre o conjunto de mapas médios, será gerada uma curva de luz onde cada ponto corresponde a um mapa do conjunto. Para as simulações a seguir, utilizamos o parâmetro $N = 3$. Verificamos que, para valores maiores de N , o *flickering* na curva de luz se torna suavizado demais, obtendo uma amplitude abaixo do valor inicialmente estipulado ($\sim 10\%$). A Fig. 3.1 mostra os mapas das componentes de luz estacionárias e os mapas das fontes de *flickering* para os 4 modelos, uma curva orbital gerada com *flickering* (sem ruído Poissoniano), e as curvas de luz para cada um

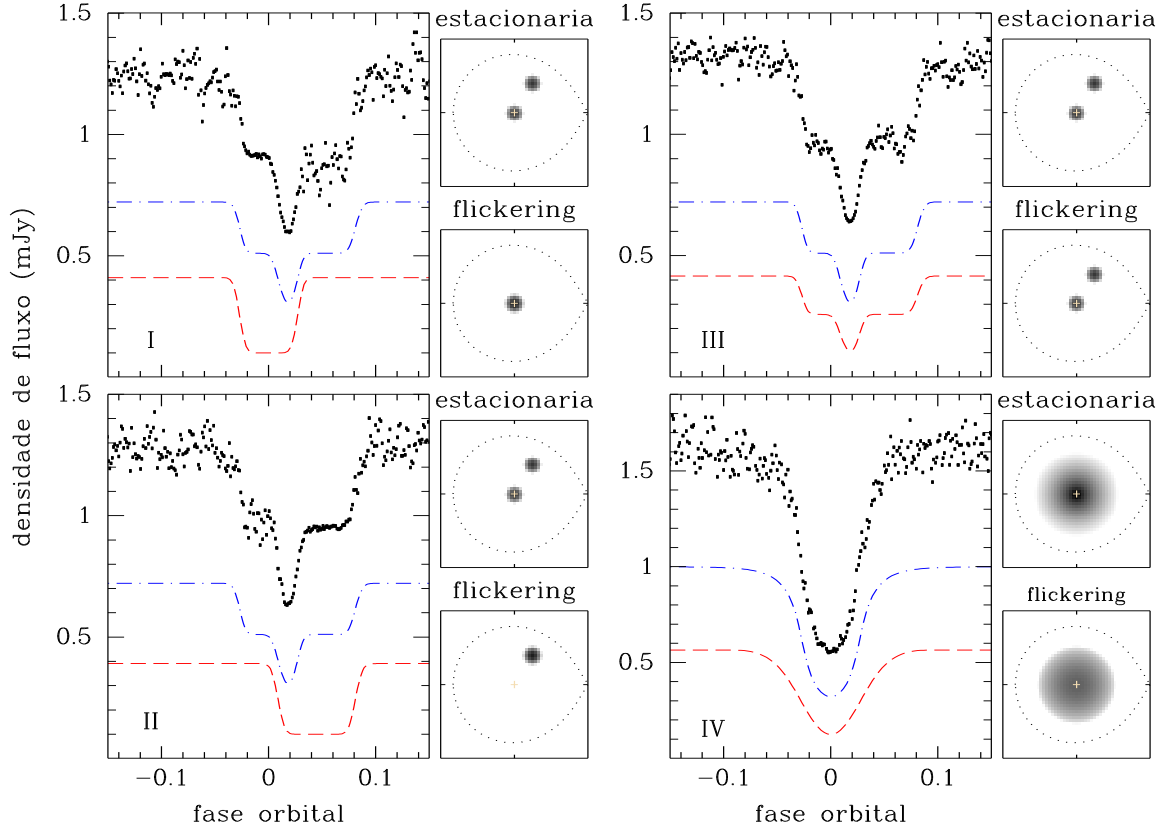


Fig. 3.1: Modelos usados para produzir as curvas de luz orbitais com *flickering*. As fontes de *flickering* estão localizadas nas partes internas do disco (modelo I), na região do *bright spot* (modelo II), nas partes internas do disco mais a contribuição do *bright spot* (modelo III) e espalhado sobre todo o disco (modelo IV). Para cada modelo, está sendo mostrada no quadro da esquerda uma curva orbital gerada com *flickering* (sem ruído Poissoniano adicional), a curva de luz gerada pelo mapa da componente estacionária (linha traço-ponto) e a curva de luz gerada pelo mapa com a fonte de *flickering* (linha tracejada). As curvas estão deslocadas em fluxo para uma melhor visualização.

dos mapas.

Para o modelo de distribuição de *flickering* (IV) não foi possível usar este mesmo raciocínio, pois o mapa com uma fonte extensa de *flickering* gera curvas orbitais com *flickering* muito suavizado, contribuindo mais para a componente estacionária de brilho do que para o *flickering*. Por causa disto, utilizamos outro procedimento para produzir as curvas de luz com *flickering*. Para este modelo, geramos um mapa com M fontes pontuais de brilho (*flares*) de intensidade unitária distribuídos pelo disco ($\text{Mapa}_{\text{flares}}(\phi)$). Repetindo o processo anterior, utilizamos dois mapas artificiais: um mapa com a componente estacionária de brilho (neste caso, usamos o modelo de disco padrão para esta componente) ($\text{Mapa}_{\text{estac.}}$) e outro que especifica as amplitudes do *flickering* em função da posição no disco ($\text{Mapa}_{\text{ampli.}}$). Para este mapa adotamos uma superfície de intensidade

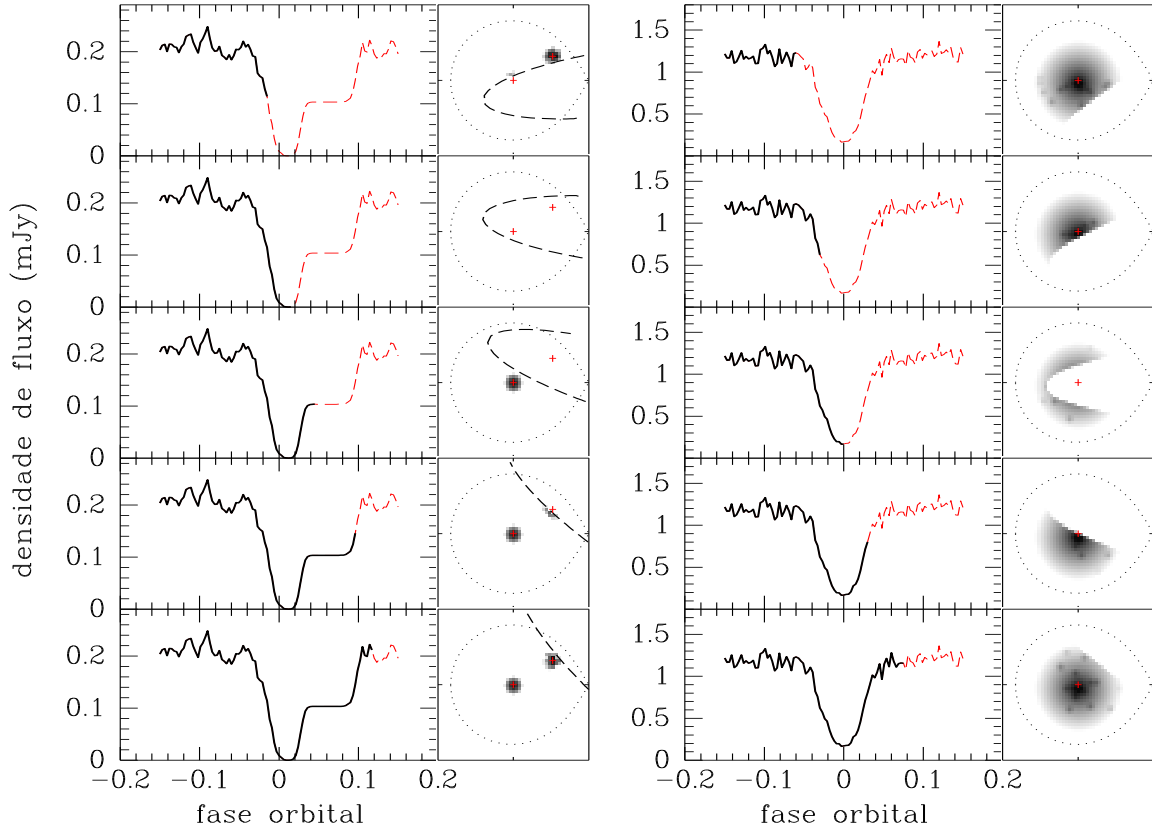


Fig. 3.2: Esquema temporal para os modelos (II) (à esquerda) e (IV) (à direita). Os painéis à esquerda mostram a curva de luz instantânea (linha sólida) e os mapas à direita mostram a correspondente configuração do disco de acréscimo, progressivamente ocultado pela secundária. Nos mapas do modelo (II), a linha tracejada indica o limite da sombra que a estrela secundária produz sobre o disco.

gaussiana para raios $R < 0,6 R_{L1}$ e para $R > 0,6 R_{L1}$ a intensidade é calculada por $I(R) = I_0 \exp(-R^6)$. Combinando estes três mapas

$$\text{Mapa}(\phi) = \text{Mapa}_{\text{estac.}} + [\text{Mapa}_{\text{flares}}(\phi) * \text{Mapa}_{\text{ampli.}}] , \quad (3.1)$$

obtemos um mapa com M fontes de *flickering* sobre o disco, numa determinada fase ($\text{Mapa}(\phi)$). A localização das fontes pontuais no disco não é aleatória, mas obedece a uma distribuição gaussiana em raio. Assim, são gerados mais *flares* nas regiões centrais do que nas partes externas do disco. Para construir a curva de luz, em cada fase sorteamos L fontes pontuais para retirar do mapa $\text{Mapa}_{\text{flares}}$ e criamos K novas fontes pontuais. Esta remoção/criação de fontes pontuais também obedece a uma distribuição gaussiana em raio, de modo que as fontes pontuais mais próximas ao centro do disco sejam trocadas com frequência maior que as fontes pontuais mais afastadas. Este procedimento foi

adotado com o intuito de simular a presença de *flickering* de baixa e de alta frequência, preferencialmente nas partes externas e centrais do disco, respectivamente. A Fig. 3.2 mostra um esquema temporal para cinco fases diferentes para os modelos (II) e (IV), como se fossem instantâneos ao longo da curva de luz. Para a sequência do modelo (IV) podemos ver a passagem da sombra da estrela secundária sobre as fontes luminosas do disco de acréscimo, bem como é possível notar que os pequenos *flares* que simulam o *flickering* mudam de posição ao longo do eclipse. Para o modelo (II), uma linha tracejada indica a passagem da sombra da secundária sobre o disco de acréscimo.

Os modelos (I-II) reproduzem condições esperadas para novas-anãs em quiescência, com fontes compactas de brilho no centro do disco (anã-branca) e em sua borda externa (*bright spot*), e *flickering* originando-se em uma ou ambas as fontes. O modelo (IV) simula condições esperadas para sistemas novóides, com o brilho estacionário dominado pela emissão do disco e *flickering* distribuído sobre todo o disco.

Uma característica importante destes programas está na capacidade de controle sobre o *flickering* que é gerado nas curvas de luz. Com a possibilidade de inserir um mapa com as amplitudes do *flickering*, podemos não só alterar as posições das fontes de *flickering* no mapa, como quantificar estas amplitudes. Outro fato importante está relacionado à capacidade de podermos adicionar ruído às curvas de luz. Desta forma podemos verificar, também, a deterioração da curva de *flickering* em função do ruído introduzido nas curvas de luz artificiais. Na Fig. 3.3 temos, no quadro superior, um conjunto de 20 curvas de luz geradas artificialmente com $(S/N)_{\text{dados}} = 80$. Neste conjunto de curvas de luz, a fonte de *flickering* está localizada nas partes internas do disco e na região do *bright spot*. Nos demais quadros, temos a curva média do conjunto, a curva de *flickering* ‘*Ensemble*’ e a curva de *flickering* ‘*Single*’. Estas curvas foram obtidas para uma resolução em fase de $\Delta\phi = 0,003$. As curvas de *flickering* apresentam o mesmo padrão de degrau duplo (*double-stepped shape*) visto na curva de luz média, que sinaliza a existência de duas fontes compactas eclipsadas em sequência. A amplitude do *flickering* fora do eclipse na curva ‘*Single*’ é ligeiramente menor que na curva ‘*Ensemble*’, por conter somente as componentes de *flickering* de alta frequência.

3.2 Simulações

Com estes programas que geram curvas de luz artificiais com *flickering*, produzimos conjuntos de curvas de luz e aplicamos os métodos ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’ para obter curvas de *flickering* para cada um dos conjuntos. De posse destas ferramentas, podemos tes-

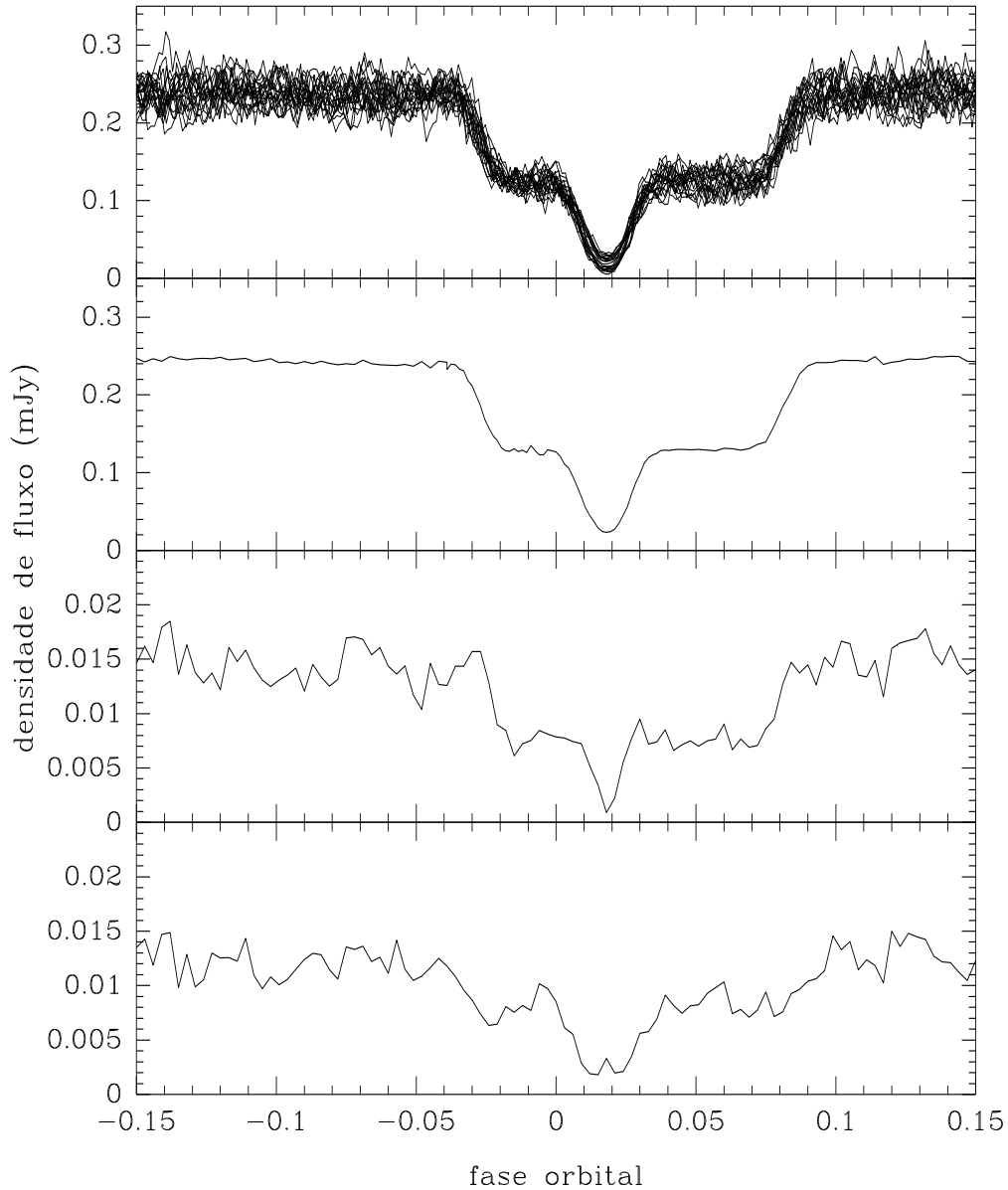


Fig. 3.3: Curvas de *flickering* a partir de um conjunto de curvas de luz artificiais. No quadro superior temos um conjunto de 20 curvas de luz com $(S/N)_{\text{dados}} = 80$. Para este conjunto, a fonte de *flickering* está localizado nas partes internas do disco e na região do *bright spot*. Nos demais quadros, de cima para baixo, temos: a curva média do conjunto, a curva de *flickering* ‘Ensemble’ e a curva de *flickering* ‘Single’.

tar como a qualidade das curvas resultantes de *flickering* varia em função dos seguintes parâmetros:

- * a quantidade de curvas utilizadas na amostra;
- * a relação S/N das curvas individuais da amostra; e
- * a resolução em fase das curvas de luz individuais na amostra.

Isto nos permite estabelecer valores mínimos para estes parâmetros que permitam realizar uma análise satisfatória das curvas de *flickering* com técnicas de mapeamento por eclipse. Inicialmente produzimos conjuntos de curvas de luz com o número de curvas (N_c) variando entre 5 e 50, para valores fixos da relação $S/N = 30$ (daqui para frente denominado de $(S/N)_{dados}$) e resolução em fase das curvas de luz artificiais $\Delta\phi_{dados} = 0,003$. Para estas simulações, adotamos uma contribuição fixa para o *flickering* de 10% da luz total do sistema. A curva de luz de *flickering* destes conjuntos foi obtida com o método ‘*Ensemble*’ conforme descrito na sec. 2.4.3. Resultados similares foram obtidos para o método ‘*Single*’.

A Fig. 3.4 mostra curvas de *flickering* ‘*Ensemble*’ para conjuntos de dados com N_c variando entre 5 e 50 para os modelos de distribuição de *flickering* II (*flickering* no *bright spot*) e IV (*flickering* distribuído sobre todo o disco). Mesmo as curvas de *flickering* obtidas a partir dos conjuntos com 5 curvas de luz ($N_c = 5$) mostram inequivocamente um eclipse, cuja localização em fase permite distinguir facilmente entre um eclipse simétrico (centrado na primária) e um eclipse assimétrico (associado ao *bright spot*). Contudo, os detalhes da forma do eclipse só tornam-se claros para conjuntos com $N_c > 10$. A qualidade da curva de *flickering* melhora para valores de N_c maiores. Entretanto, a melhora se torna menos pronunciada para conjuntos com $N_c > 20$ curvas de luz. A análise qualitativa desta simulação mostra que $N_c = 15$ pode ser adotado como um limite inferior para o número de curvas de luz necessário para produzir curvas de *flickering* de boa qualidade. A mesma análise qualitativa foi feita para conjuntos de curvas de luz com diferentes valores de $(S/N)_{dados}$ (variando entre 10 e 100), porém com o valor de número de curvas fixo, $N_c = 15$. Estas simulações mostram que curvas de *flickering* apresentam uma melhor qualidade quanto maior for o valor de $(S/N)_{dados}$, entretanto para valores de $(S/N)_{dados} > 30$ essa melhora já não é tão nítida. Isto sugere que o valor de $(S/N)_{dados} = 30$ é limite inferior para este parâmetro.

Contudo esta análise é apenas qualitativa. Para uma análise mais quantitativa, realizamos outras simulações com o intuito de verificar como a relação S/N da curva de *flickering* varia com o N_c , com a relação S/N das curvas individuais, e com $\Delta\phi_{dados}$ das curvas de luz originais. Para esta nova sequência de simulações, criamos arquivos adicionais de geometria do eclipse, com a mesma resolução em fase anterior ($\Delta\phi_{dados} = 0,003$), mas com um conjunto de fases deslocadas de $\pm 0,0007$ ciclos com relação ao conjunto de fases inicial. Isto permite gerar conjuntos de curvas de luz mais realistas, com pontos em fases não coincidentes – como ocorre com dados reais ¹.

¹ O arquivo de geometria do eclipse depende do conjunto de fases orbitais da curva de luz e, por causa disto, precisamos gerar outros arquivos de geometria quando usamos diferentes conjuntos de fases orbitais.

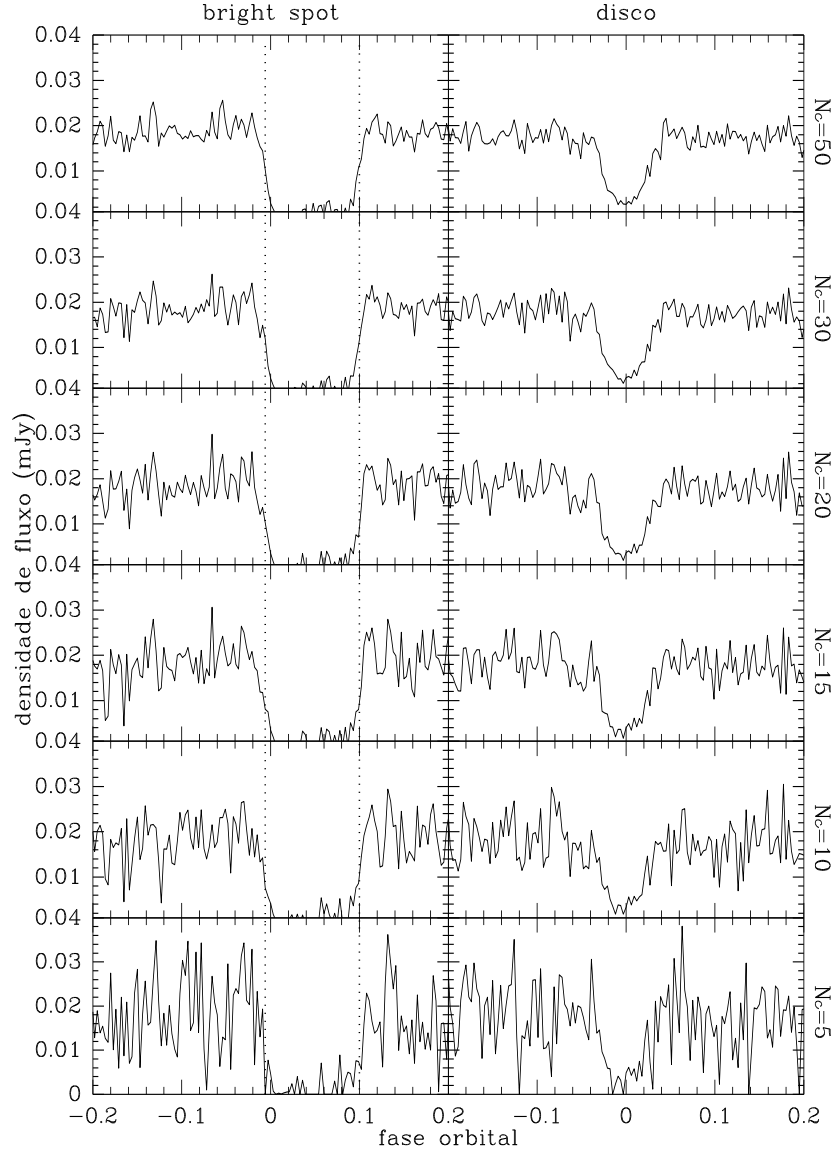


Fig. 3.4: Curvas de *flickering* obtidas de conjuntos de curvas de luz artificiais, para os modelos II (à esquerda) e IV (à direita). O número de curvas de luz dos conjuntos (N_c) varia entre 5 e 50. A relação sinal-ruído das curvas de luz individuais da amostra é $S/N = 30$. As linhas pontilhadas nos quadros da esquerda indicam as fases de ingresso/egresso do eclipse do *bright spot*.

Criamos curvas de luz orbitais, para os quatro modelos de fontes de *flickering*, com relações $(S/N)_{\text{dados}} = 10, 20, 30, 50$ e 80 . Para cada modelo, utilizamos os três arquivos de geometria e geramos 60 curvas de luz artificiais (20 curvas de luz artificiais por arquivo de geometria) para os 5 valores de $(S/N)_{\text{dados}}$. Estas curvas de luz possuem uma cobertura completa em fase, isto é, as fases vão de $-0,5$ a $+0,5$. Novamente, para ter dados com um teor mais realista acrescentamos um aumento de brilho na componente estacionária, que simula uma variação de brilho de longo termo (variação secular). As

variáveis cataclísmicas podem apresentar este tipo de variação de brilho em suas curvas de luz, e este teste permite analisar a robustez do método ‘*Ensemble*’ contra as variações de brilho não causadas por *flickering*. Então, para cada curva orbital de um conjunto de 20 curvas criado por um arquivo de geometria foi adicionada uma componente de brilho equivalente a $1/80$ do brilho da componente estacionária (isto é, para a primeira curva não se adicionou aumento algum, para a segunda curva somou-se $1/80$ da componente estacionária de brilho, para a terceira somou-se $2/80$, e assim por diante). Isso faz com que a diferença de brilho da componente estacionária, entre a primeira e a última curva deste conjunto, seja $\sim 25\%$ do brilho da componente estacionária.

Como resultado temos, para cada um dos diferentes valores de $(S/N)_{\text{dados}}$ dos quatro modelos de fontes de *flickering*, um conjunto com 60 curvas de luz artificiais. A partir destes conjuntos, sorteamos aleatoriamente curvas de luz criando subconjuntos com diferentes valores de N_c ($= 5, 10, 15, 20, 25$ e 30 curvas). Para cada um destes subconjuntos de curvas calculamos as curvas de *flickering* ‘*Ensemble*’ e ‘*Single*’. Obtidas as curvas de *flickering*, calculamos a relação S/N destas curvas [que denominaremos de $(S/N)_{\text{flick}}$] como a razão do fluxo médio, calculado para as regiões em fase fora do eclipse (de $\phi = -0,5$ a $-0,13$; e $\phi = 0,15$ a $0,5$), pelo desvio padrão com relação à média nesta mesma região em fase, σ_{fluxo} ,

$$(S/N)_{\text{flick}} = \text{fluxo médio} / \sigma_{\text{fluxo}} \quad .$$

A análise dos conjuntos de curvas de *flickering* obtidos com os métodos ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’ e a partir dos quatro modelos de *flickering* utilizados mostra que não existem diferenças significativas entre os resultados obtidos para os quatro modelos de *flickering* testados e os dois métodos de análise usados. Portanto, discutiremos apenas os resultados das curvas de *flickering* ‘*Ensemble*’, obtidos para o modelo (II). Vamos adotar o valor $(S/N)_{\text{flick}} \approx 10$ como um limite inferior para o qual é possível realizar uma análise satisfatória da curva de *flickering* com técnicas de mapeamento por eclipse (ver adiante).

A Fig. 3.5 mostra a dependência da qualidade da curva de *flickering* [i.e., $(S/N)_{\text{flick}}$] em função do número de curvas de luz no conjunto de dados analisado. A qualidade da curva de *flickering* varia quase linearmente com o número de curvas de luz, e melhora a medida que o valor da $(S/N)_{\text{dados}}$ cresce. Para estimar as barras de erro da Fig. 3.5 executamos o seguinte procedimento: para cada ponto das curvas mostradas, sorteamos 20 novos subconjuntos de curvas de luz do conjunto inicial (utilizando os mesmos parâmetros usados no ponto analisado), calculamos novas curvas de *flickering* e os valores da $(S/N)_{\text{flick}}$. A barra de erro é obtida pelo desvio padrão do conjunto destes 20 valores da $(S/N)_{\text{flick}}$. A curva pontilhada horizontal marca o valor $(S/N)_{\text{flick}} = 10$. Para $N_c < 15$ não é

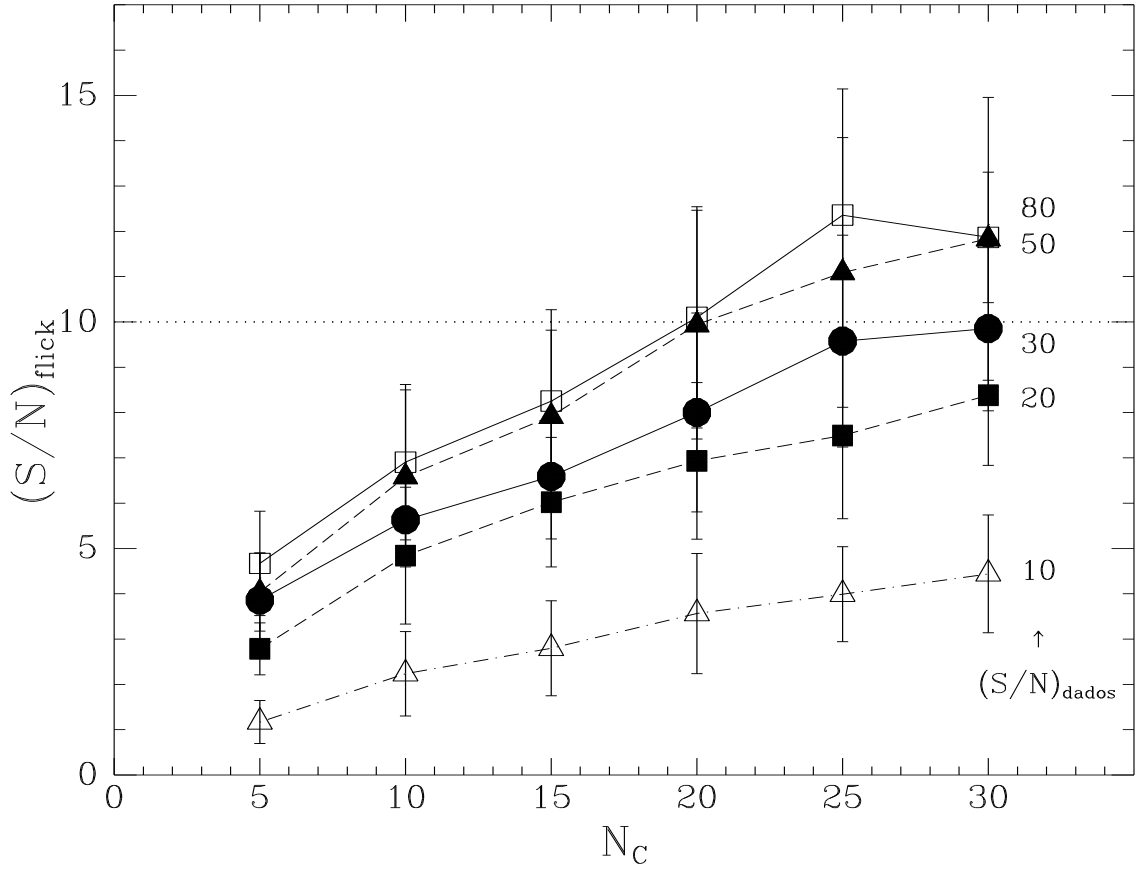


Fig. 3.5: $(S/N)_{flick}$ versus o número de curvas N_c . A qualidade da curva de *flickering* varia quase linearmente em função do número de curvas de luz. O valor do $(S/N)_{dados}$ das curvas orbitais artificiais usado para obter a curva de *flickering* está indicado ao lado de cada curva. A linha horizontal pontilhada está indicando o valor $(S/N)_{flick} = 10$.

possível obter curvas de *flickering* satisfatórias mesmo para curvas de dados originais com alto $(S/N)_{dados}$ (> 80). Entretanto, para um conjunto com $N_c = 20$ curvas de luz a qualidade da curva de *flickering* atinge o valor desejado $(S/N)_{flick} = 10$ para dados com $(S/N)_{dados} \geq 50$.

A dependência da qualidade da curva de *flickering* com o $(S/N)_{dados}$ mostrada na Fig. 3.5 não se resume em um deslocamento no eixo do $(S/N)_{flick}$ mas também apresenta uma modificação na inclinação da curva, resultando numa distribuição mais inclinada quanto maior for o valor de $(S/N)_{dados}$. Para investigar melhor esta dependência, a Fig. 3.6 mostra como o valor de $(S/N)_{flick}$ varia com relação à $(S/N)_{dados}$, para diferentes valores de N_c . Podemos notar que, para um valor fixo de $(S/N)_{dados}$, a qualidade da curva de *flickering* melhora com o aumento do número de curvas orbitais no conjunto de dados. Porém, a característica mais marcante que se pode observar na figura é que, a partir de $(S/N)_{dados} \simeq 50$, a qualidade da curva de *flickering* satura. Ou seja, mesmo que haja

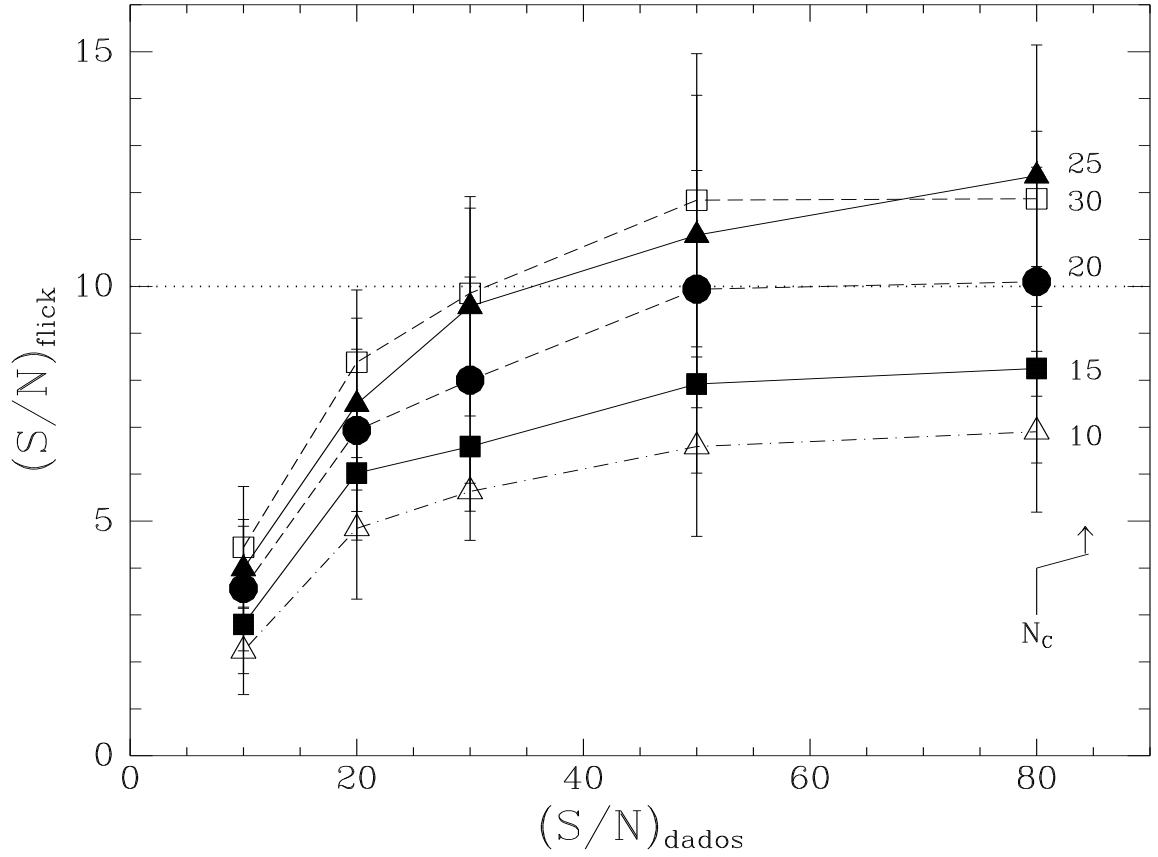


Fig. 3.6: Variação da $(S/N)_{\text{flick}}$ com relação à $(S/N)_{\text{dados}}$. A dependência é mostrada para vários valores de N_c , indicados ao lado de cada curva.

uma melhora na qualidade dos dados usados na análise (dados com $(S/N)_{\text{dados}} > 50$), não existe uma melhora significativa na qualidade da curva de *flickering*.

Em resumo, podemos afirmar que, para realizar um experimento de mapeamento do *flickering* satisfatório [$(S/N)_{\text{flick}} \geq 10$] é necessário um conjunto com $N_c \geq 20$ curvas de luz de $(S/N)_{\text{dados}} \geq 50$.

Se voltarmos um pouco aos métodos de análise podemos ver que o método ‘*Ensemble*’ calcula a curva média, a curva da variação secular e a curva de *flickering* partindo de uma pequena caixa (ou *bin*), com largura em fase de $\Delta\phi_{\text{flick}}$. Dentro deste *bin* é realizada toda a estatística para tirar um ponto das curvas mencionadas antes. Sendo assim, analisando conjuntos de curvas com diferentes N_c mas com a mesma resolução em fase nos dados, $\Delta\phi_{\text{dados}}$, e a mesma resolução em fase no método, $\Delta\phi_{\text{flick}}$, o conjunto que possuir maior número de curvas terá uma curva de *flickering* de melhor qualidade. Isso porque terá um número maior de pontos dentro de cada *bin* para realizar a estatística do método. Esta observação também vale para o método ‘*Single*’, pois o método obtém a curva de resíduos

e calcula a curva média de resíduos para um *bin* de largura $\Delta\phi_{flick}$.

3.2.1 Variando a resolução em fase dos dados ($\Delta\phi_{dados}$)

Para obter a mesma quantidade de pontos em cada *bin*, usando a mesma resolução $\Delta\phi_{flick}$ e valores diferentes de N_c , criamos curvas de luz com diferentes resoluções em fase, $\Delta\phi_{dados}$. Geramos novos conjuntos de curvas de luz para os quatro modelos de *flickering* seguindo o procedimento descrito anteriormente e repetindo alguns valores usados como: a amplitude do *flickering* fixa como sendo 10% da luz total do sistema; $(S/N)_{dados} = 10, 20, 30, 50$ e 80 ; $N_c = 5, 10, 15, 20, 25$ e 30 ; e $\Delta\phi_{flick} = 0.003$. Na Tabela 3.1 estão mostrados os valores para N_{bin} como função de número de curvas, obtido pela seguinte expressão:

$$N_{bin} = N_c \left(\frac{\Delta\phi_{flick}}{\Delta\phi_{dados}} \right) .$$

Os valores de $\Delta\phi_{dados}$ para novos conjuntos também estão mostrados nesta Tabela.

Tab. 3.1: Número de pontos por *bin* como função de N_c e $\Delta\phi_{dados}$

N_c	Número de pontos por <i>bin</i> (N_{bin})							
5	6,25	7,5	9,375	12,5	18,75	25	37,5	75
10	12,5	15	18,75	25	37,5	50	75	150
15	18,75	22,5	28,125	37,5	56,25	75	112,5	225
20	25	30	37,5	50	75	100	150	300
25	31,25	37,5	46,875	62,5	93,75	125	187,5	375
30	37,5	45	56,25	75	112,5	150	225	450
$\Delta\phi_{dados}$	0.0024	0.002	0.0016	0.0012	0.0008	0.0006	0.0004	0.0002

Agora que quantificamos o número de pontos por *bin* recalculamos as curvas de *flickering* para os conjuntos de curvas da Tab. 3.1.

Podemos observar que, se multiplicarmos um valor N_c por um determinado fator “**X**” qualquer, o novo valor de número de curvas, N'_c , terá um novo valor para o número de pontos no *bin*, N'_{bin} , que será igual à $N_{bin} * \text{“X”}$. Agora, se ao invés de multiplicarmos N_c , dividirmos a resolução das curvas de luz ($\Delta\phi_{dados}$) por “**X**”, obteremos o mesmo valor de N'_{bin} . Sendo assim, podemos alcançar um determinado valor N_{bin} , tanto aumentando o número de curvas como diminuindo (i. e., melhorando) a resolução em fase das curvas de luz.

Imediatamente surge uma questão: A qualidade do *flickering* para estas curvas é a

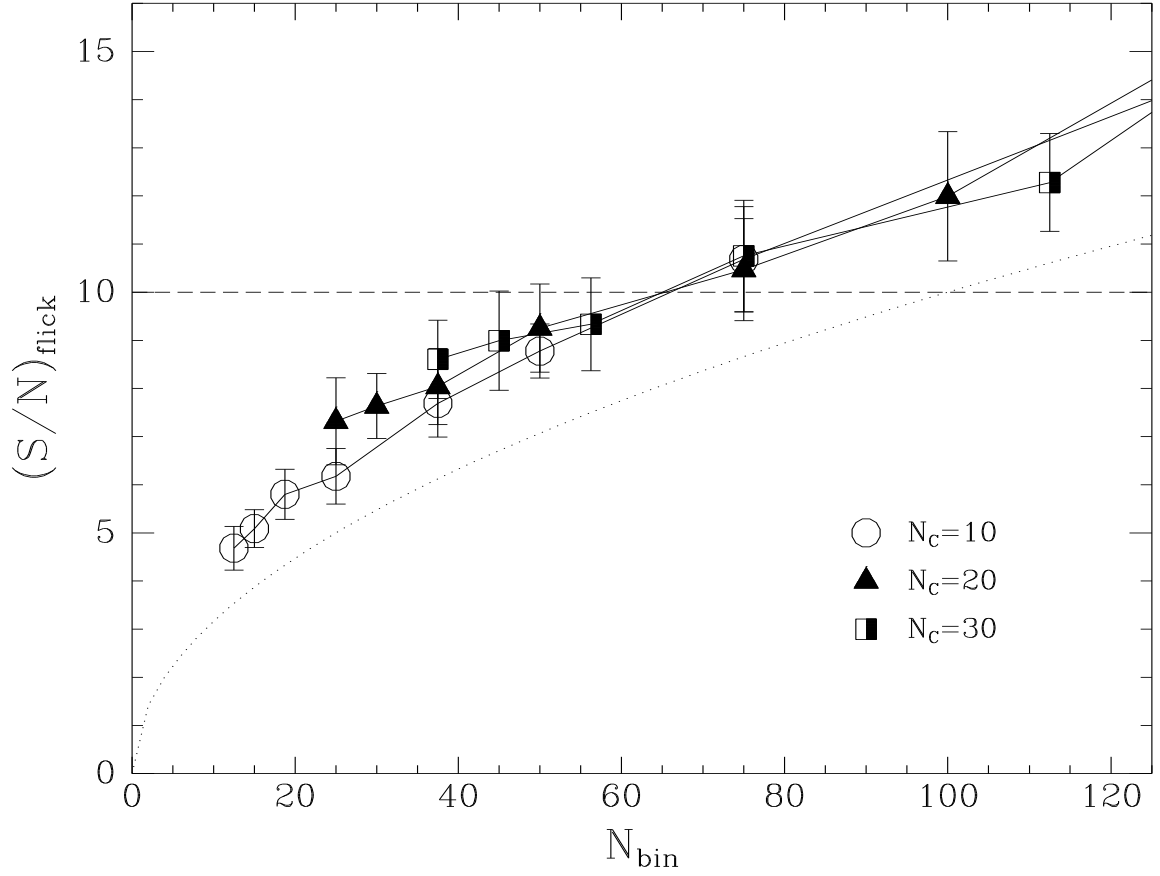


Fig. 3.7: $(S/N)_{flick}$ versus N_{bin} . O valor de N_c está indicado na figura. A linha pontilhada mostra o valor previsto de $(S/N)_{flick}$ assumindo-se uma estatística poissoniana para os pontos em cada *bin*.

mesma? Para responder esta questão calculamos os valores de $(S/N)_{flick}$ para estas curvas de *flickering* e graficamos a relação $(S/N)_{flick}$ com o N_{bin} . A Fig. 3.7 mostra esta relação para diferentes valores de N_c . A linha pontilhada mostra o valor previsto para $(S/N)_{flick}$ assumindo-se estatística poissoniana para os pontos em cada *bin*. O comportamento de $(S/N)_{flick}$ é coerente com o esperado para eventos com distribuição poissoniana, $(S/N)_{flick} \propto \sqrt{N_{bin}}$. Comparando os resultados obtidos para conjuntos de dados com o mesmo N_{bin} mas valores diferentes de N_c , vemos que há uma sutil tendência de que a curva de *flickering* de melhor qualidade seja obtida para um conjunto de curvas de luz que possui o valor de N_c maior. Esses pontos podem ser vistos na figura para $N_{bin} = 25, 37.5, 50$ e 75 . Porém, para valores de $(S/N)_{flick} > 10$, essa diferença já não é mais notável pois está dentro das barras de erro.

Estas simulações mostram que, para uma $(S/N)_{dados}$ fixa, o número de pontos por

bin é o fator mais importante para determinar a qualidade da curva de *flickering*, com o número de curvas da amostra entrando como fator secundário. Vemos que curvas de *flickering* de qualidade satisfatória podem ser obtidas com $N_{bin} \geq 60$, para $(S/N)_{dados} = 50$.

3.2.2 Variando a amplitude do *flickering*

Como último parâmetro a ser analisado, a amplitude do *flickering* será o tópico principal desta subseção. Todas as curvas de luz artificiais criadas até agora foram produzidas com um *flickering* de amplitude 10%. Agora, criamos novas curvas de luz artificiais variando a amplitude do *flickering* de 10% a 30%, em passo de 5%.

Para a Fig. 3.7 utilizamos um conjunto de curvas de luz com a amplitude do *flickering* de 10% do brilho total do sistema, ou seja, a fração do brilho dentro de um bin correspondente ao *flickering*, Σ_F , é igual à $0,1 * S_t$ (brilho total da estrela). As curvas de luz que compõem o conjunto utilizado na análise têm $(S/N)_{dados} = 50$. Podemos escrever que $S_t/\Sigma_P = 50$, onde Σ_P representa o nível de ruído (Poissoniano) que foi introduzido nos dados. Assim temos a seguinte relação:

$$\Sigma_F = 0,1 * S_t \quad \text{e} \quad S_t/\Sigma_P = 50 \quad \implies \frac{\Sigma_F}{\Sigma_P} = 5$$

A razão entre a amplitude do *flickering*, Σ_F , e a amplitude do ruído poissoniano nas curvas de luz, Σ_P , é um outro parâmetro importante para determinar a qualidade de uma curva de *flickering*.

Nessa análise, vamos nos concentrar nas fontes de *flickering* localizada no *bright spot* (modelo II) e distribuída pelo disco (modelo IV). Esses dois modelos têm a base da geração do *flickering* na curva de luz diferente, e os modelos restantes são similares ao modelo II (ver sec. 3.1). A Fig. 3.8 está mostrando a relação $(S/N)_{flick} \times N_{bin}$, com o valor de $(S/N)_{dados}$ fixo igual a 20 e para dois valores diferentes da amplitude do *flickering*. As curvas com amplitude de 10% de *flickering*, possuem a relação $\Sigma_F/\Sigma_P = 2$, enquanto que as curvas com amplitude de 30% tem $\Sigma_F/\Sigma_P = 6$. Para as curvas com $\Sigma_F/\Sigma_P = 2$, independente do modelo, o valor da relação $(S/N)_{flick}$ pode ser bem representada pela relação $\sqrt{N_{bin}}$. O aumento no valor da relação Σ_F/Σ_P faz com que a curva tenha uma inclinação maior, obtendo um valor de $(S/N)_{flick}$ maior com o mesmo N_{bin} .

A análise de resultados obtidos com várias combinações de $(S/N)_{dados}$ e amplitudes de *flickering* revela que há uma melhora significativa de $(S/N)_{flick}$ quando a razão Σ_F/Σ_P vai

de 1-2 até 6-7, mas a qualidade da curva de *flickering* satura para valores de $\Sigma_F/\Sigma_P \gtrsim 10$. Este quociente é outro parâmetro importante para identificar se um determinado conjunto de dados pode oferecer condições para obter o mapa das fontes de *flickering*, pois indica a detectabilidade desta variação nos dados. Para dados reais, este quociente pode ser obtido a partir das curvas de luz de *flickering* e do resíduo Poissoniano presente no conjunto de dados. Estas curvas são obtidas pelos métodos de análise. Igualmente, a Fig. 3.8 pode ser usada para estimar a $(S/N)_{\text{dados}}$ e o número de pontos por *bin* (i.e., a resolução em fase e o número de curvas na amostra) necessários para se obter uma curva de *flickering* de boa qualidade para um objeto com amplitude de *flickering* conhecida. As barras de erro mostradas nas Figs. 3.6, 3.7 e 3.8 foram obtidas da mesma maneira descrita na Fig. 3.5.

3.2.3 Mapas de flickering

O objetivo desta seção é testar a habilidade do método de mapeamento por eclipse em reproduzir satisfatoriamente distribuições de *flickering* a partir de curvas geradas pelos métodos ‘Single’ e ‘Ensemble’. Para isto escolhemos, para cada um dos quatro modelos de *flickering*, curvas que apresentassem $(S/N)_{\text{flick}} = 10$ e $(S/N)_{\text{flick}} \approx 5$. A amplitude do *flickering* = 10% foi um parâmetro fixo para esta análise.

Os outros parâmetros utilizados foram:

◦ $(S/N)_{\text{flick}} = 10$:

$$\begin{cases} (S/N)_{\text{dados}} = 80 \\ N_c = 20 \\ \Delta\phi_{\text{dados}} = 0,0012 \end{cases} \implies \begin{cases} N_{\text{bin}} = 50 \\ \Sigma_F/\Sigma_P = 8 \end{cases}$$

◦ $(S/N)_{\text{flick}} \approx 5$:

$$\begin{cases} (S/N)_{\text{dados}} = 20 \\ N_c = 15 \\ \Delta\phi_{\text{dados}} = 0,0024 \end{cases} \implies \begin{cases} N_{\text{bin}} = 18,7 \\ \Sigma_F/\Sigma_P = 2 \end{cases}$$

Essas curvas de *flickering*, os ajustes e as reconstruções estão apresentadas nas Fig. 3.9 (para os modelos II e IV) e Fig. 3.10 (para os modelos I e III). Independente da qualidade da curva de *flickering*, podemos ver que o método é robusto em separar fonte simétrica (p.ex., modelos I e IV) de fontes assimétricas (modelos II e III). Os painéis das curvas de luz mostram as curvas de *flickering* (em preto) e a curva de melhor ajuste (em cinza). Há dois mapas para cada uma das curvas de *flickering*: um mapa com a distribuição original de brilho (mapa superior) e outro com o mapa reconstruído. Para os modelos I, II e III

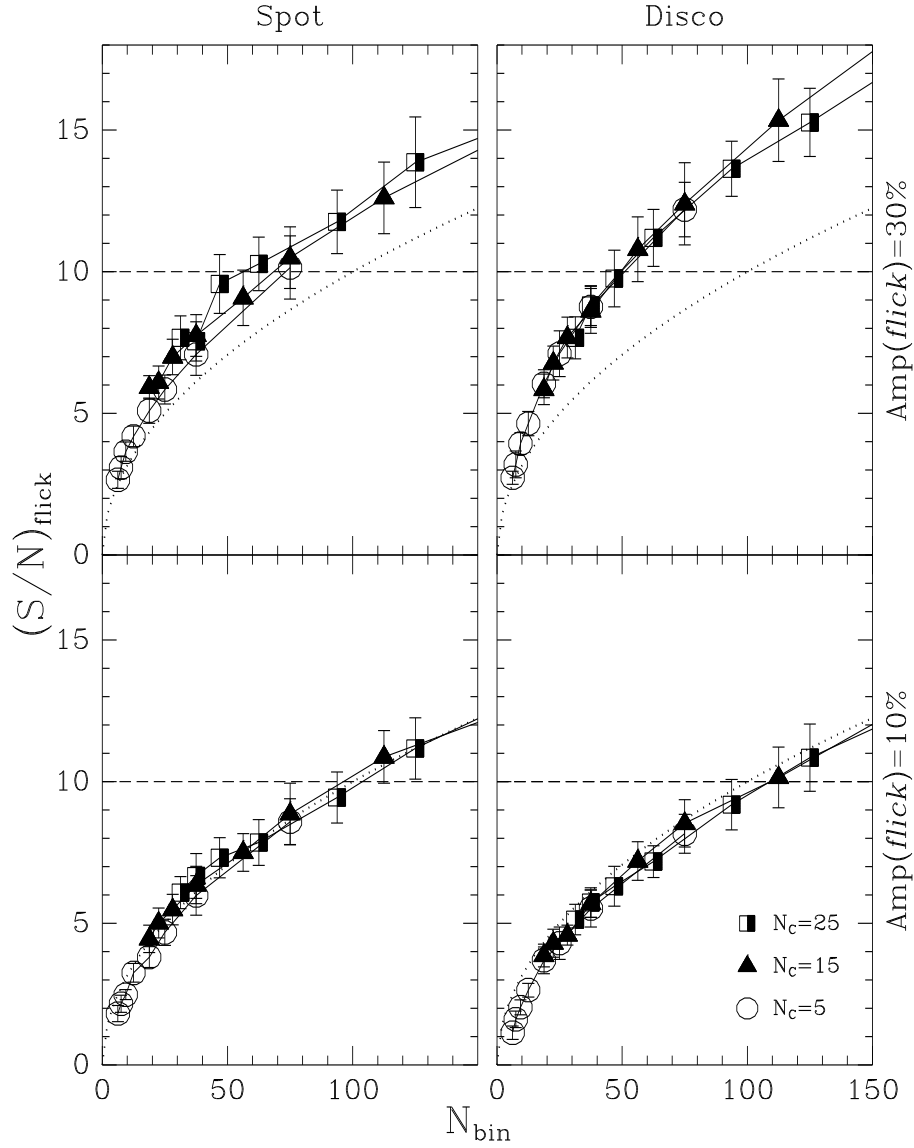


Fig. 3.8: $(S/N)_{flick}$ versus N_{bin} para os modelos II (spot) e IV (disco), para dois valores de amplitude do *flickering*. Estas curvas foram obtidas para $(S/N)_{dados} = 20$.

há duas cruzes indicando as posições da componente simétrica de brilho e do *bright spot*. No modelo IV está indicada somente a posição da componente simétrica de brilho.

Para as reconstruções do *flickering* sobre o *bright spot* (modelo II, na Fig. 3.9), podemos observar que conseguimos obter a posição da fonte assimétrica de brilho mesmo para a curva de pior qualidade. Esta última apresenta um mapa reconstruído com um pouco mais de ruído. As distribuições obtidas nos mapas finais não são tão pontuais como as fontes originais. Na mesma figura, temos as distribuições de brilho reconstruídas para o modelo com *flickering* distribuído sobre todo o disco (modelo IV). A reconstrução da curva de melhor $(S/N)_{flick}$ apresenta uma fonte axi-simétrica, muito semelhante ao modelo

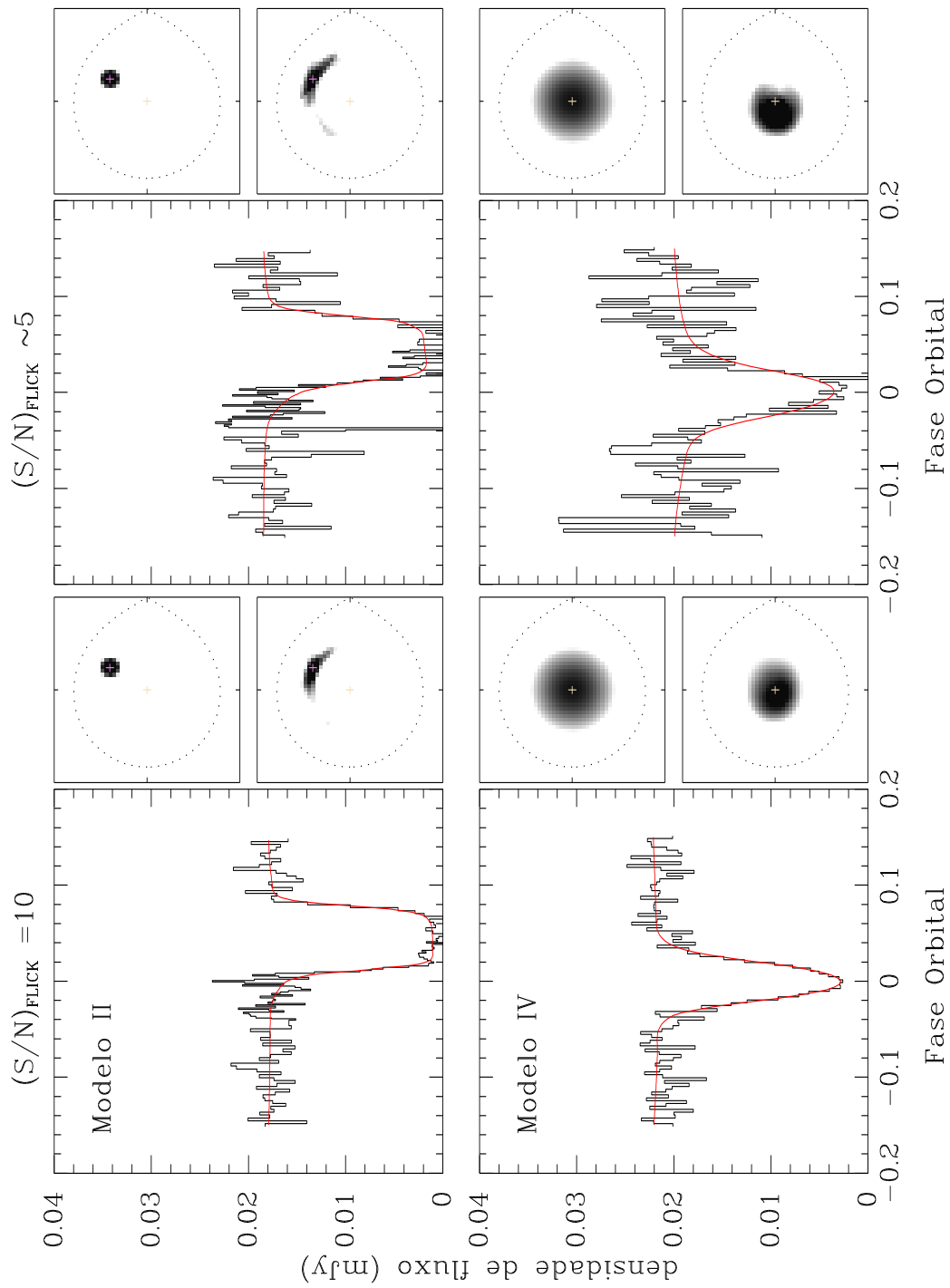


Fig. 3.9: Mapas reconstruídos com a distribuição das fontes de *flickering* para os modelos II e IV. Os painéis de baixo da figura mostram as curvas de luz, os ajustes e os mapas reconstruídos para $(S/N)_{\text{flick}} = 10$, e os painéis de cima para $(S/N)_{\text{flick}} \approx 5$. A descrição da figura está no texto.

original. Para o mapa reconstruído da curva mais ruidosa, a distribuição está deslocada para a esquerda no mapa. Por essa curva ser ruidosa, o melhor ajuste obtido do método

resultou em uma curva modelo com um eclipse um pouco mais estreito que o real. Para obter esta curva o método produz uma distribuição de brilho deslocada para longe da estrela companheira (à direita do mapa na Fig. 3.9).

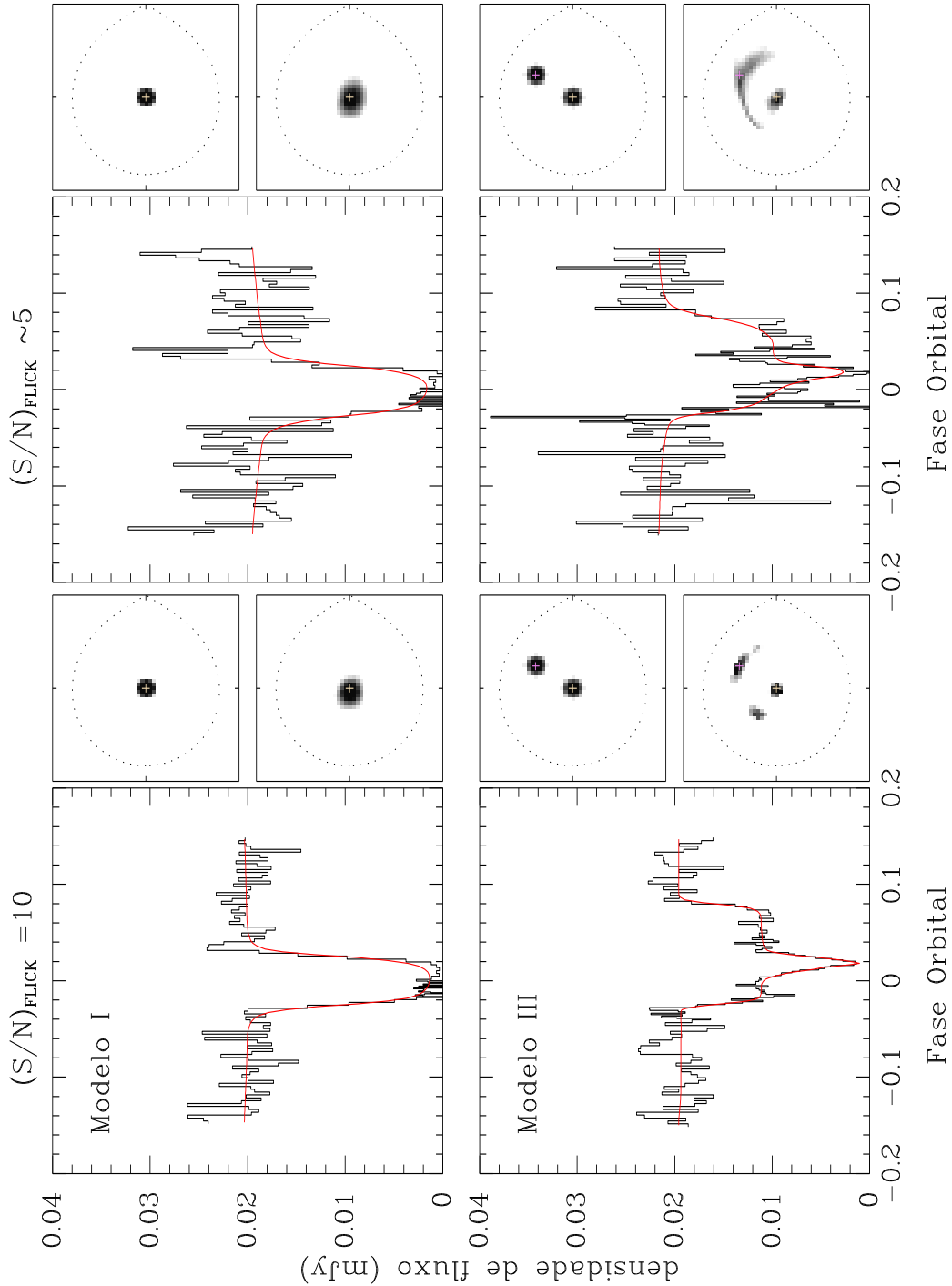


Fig. 3.10: Mapas reconstruídos com a distribuição das fontes de *flickering* para os modelos I e III.

A Fig. 3.10 mostra as reconstruções para o *flickering* distribuído próximo à anã-branca (modelo I), e distribuído na região do *bright spot* e nas partes centrais do disco (modelo III). Para o modelo I, por ser uma distribuição simétrica de brilho, o método reconstruiu bem esta fonte (como havia feito para o modelo IV) mesmo para a curva mais ruidosa. Os mapas reconstruídos das curvas de *flickering* do modelo III, quando comparados com o mapa da distribuição original de brilho, mostra que o método conseguiu reproduzir bem as duas fontes distintas de *flickering*. Não apenas a localização radial e azimutal das fontes é recuperada de forma satisfatória, mas, igualmente importante, é a fácil distinção entre as fontes centradas e assimétricas, compactas e extensas. Os efeitos de espalhamento azimutal no *bright spot* e o arco espúrio (na reconstrução da curva mais ruidosa) são distorções intrínsecas ao método de mapeamento decorrentes da escolha do mapa padrão e do efeito de “arcos cruzados” (Horne 1985).

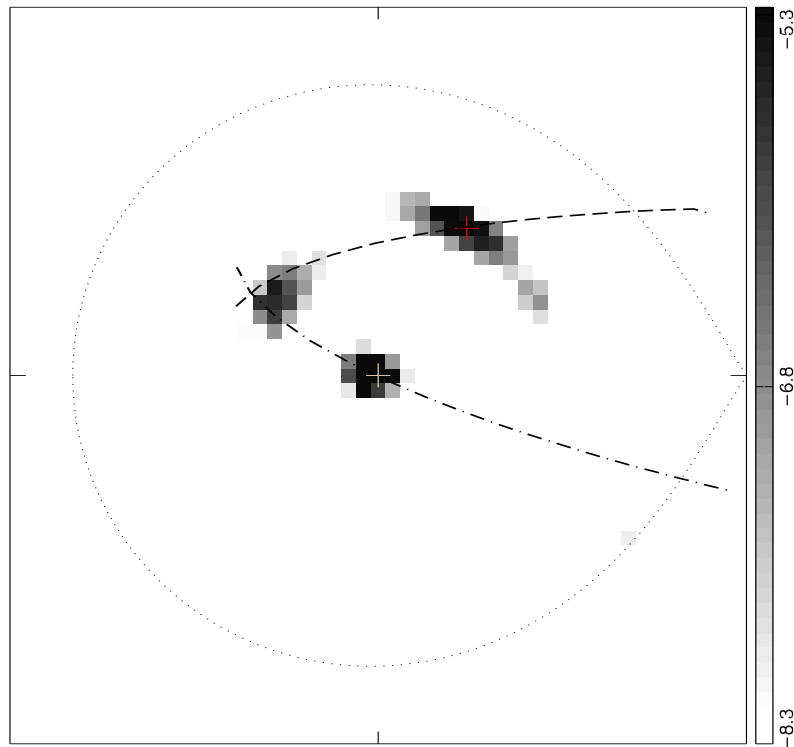


Fig. 3.11: Mapa de *flickering* para o modelo III, com $(S/N)_{flick} = 10$, e os *arcos cruzados*. As cruzes indicam as posições centrais da anã-branca e do *bright spot*. Há dois arcos: um representando o ingresso do *bright spot* (linha tracejada) e outro representando o egresso da anã-branca (linha traço-ponto).

Este efeito de “arcos cruzados” está presente não só em curvas mais ruidosas, mas nas curvas de melhor qualidade. A Fig. 3.11 mostra a reconstrução para a curva de *flickering* do modelo III, com $(S/N)_{flick} = 10$. Os arcos representando o ingresso do *bright spot* e o egresso da anã-branca estão mostrados na figura. Existe uma fonte extra próxima da

anã-branca e esta fonte artificial é gerada pelo método de mapeamento, tendo sua origem nos arcos cruzados. Mesmo com uma curva de *flickering* de boa qualidade este tipo de artefato aparece, e portanto deve-se ter cuidado ao interpretar as distribuições de brilho que aparecem no disco.

Portanto, toda essa análise com simulações mostrou que o método de mapeamento por eclipse consegue reconstruir a posição das fontes de *flickering*, dependendo das condições do conjunto de dados.

3.3 Projeto Observacional

Em todo trabalho científico existe a necessidade de aplicar as teorias e os métodos de análise criados num conjunto de medidas reais, para assim buscar uma melhor compreensão da física que está por trás do fenômeno estudado. Não é diferente para o estudo do *flickering*. Do início deste capítulo até agora realizamos uma análise das condições necessárias que um conjunto de curvas de luz artificiais deveria ter para realizar um bom experimento de mapeamento das fontes de *flickering*, e obtivemos valores limites para alguns parâmetros importantes (p.ex, N_{bin} , Σ_F/Σ_P). Nesta seção vamos descrever o projeto observacional realizado para nosso estudo sobre o *flickering* e a aquisição dos dados.

Com o objetivo de mapear a distribuição de brilho do *flickering* em variáveis cataclísmicas utilizando técnicas de mapeamento por eclipse, iniciamos um projeto observacional no Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA) em 1998. Neste projeto utilizamos o fotômetro rápido para obter um grande número de curvas de luz de uma amostra de variáveis cataclísmicas eclipsantes, com alta resolução temporal ($\Delta t = 5 - 20s$) visando estudar a dependência orbital e a distribuição espacial das fontes de *flickering* através da análise por técnica de mapeamento por eclipse (Baptista & Bortoletto 2004; Baptista R., Steiner J.E. 1993).

Através da análise da distribuição espacial das fontes de *flickering* e das variações seculares é possível discernir se, para os objetos em estudo, o *flickering* se origina no ponto de impacto entre o fluxo de gás proveniente da estrela secundária e a borda externa do disco (por inomogeneidades no fluxo causadas por convecção na superfície da secundária), nas partes mais internas do disco (por turbulência na interface entre o disco e a superfície da anã-branca), ou se provém de uma região extensa do disco de acréscimo (em consequência de turbulência/convecção no disco causada pela instabilidade de Balbus-Hawley [Hawley, Balbus & Winters 1999]). O programa consistiu na coleta de um grande número de curvas de luz dos objetos da amostra utilizando a técnica de fotometria diferencial.

Escolhemos os objetos da amostra com base nos seguintes critérios:

- ‡ estão localizados no hemisfério Sul;
- ‡ sejam eclipsantes; e
- ‡ sejam suficientemente brilhantes para permitir obter dados de boa qualidade com os telescópios do LNA (curvas com sinal/ruído $\sim 30 - 50$ longe do eclipse).

Nesta amostra temos objetos que possuem período orbital (P_{orb}) maior que três horas (exceto *V2051 Oph* com $P_{orb} = 1,5$ h) e inclui novas-anãs (objetos com uma baixa taxa de acréscimo - \dot{M}), novóides (alta \dot{M}) e uma anti-nova-anã (possivelmente \dot{M} intermediário); objetos com atividade de *flickering* bastante intenso (*V2051 Oph*, *UU Aqr*) e com *flickering* pouco pronunciado (*GS Pav*, *VZ Scl*). Assim, poderemos investigar o *flickering* em um amplo conjunto de condições físicas. Os objetos selecionados para a nossa amostra, estão listados na Tab. 3.2 com seus respectivos período, inclinação e classe de VC's.

Tab. 3.2: Objetos escolhidos para o projeto observacional

Objeto	$P_{(orb)}$ (h)	i (graus)	subtipo
V2051 Oph	1.5	83	Nova-anã
SW Sex	3.23	79	Novóide
VZ Scl	3.47	85	Novóide
GS Pav	3.72	$74 < i < 83$	Nova-anã
IP Peg	3.79	81	Nova-anã
UU Aqr	3.92	78	Novóide

3.3.1 Coleta de dados

Para a coleta de dados utilizamos a técnica de fotometria diferencial e todas as observações foram realizadas com os telescópios de 1,6-m e 0,6-m do LNA. As monitorias para todos os objetos da amostra foram realizadas na banda espectral **B**, e obtidas com uma câmera CCD EEV (385×578 pixels, 0,58 segundos de arco/pixel). A aquisição de dados com o fotômetro CCD utiliza o modo de “*frame-transfer*”, onde as imagens são obtidas numa metade do CCD e rapidamente transferidas para a metade escura do detetor, e gravadas em disco durante a exposição seguinte. Este procedimento garante que o tempo morto entre as exposições seja desprezível. A técnica observacional adotada maximiza a

eficiência das observações – permitindo que se obtenha dados úteis mesmo sob condições de transparência atmosférica variável e presença de cirrus – além de fornecer um conjunto homogêneo de curvas de luz onde as alterações observadas de brilho são associadas, sem ambiguidades, às variações intrínsecas dos objetos observados.

Nos procedimentos para a redução dos dados estão incluídos a correção dos efeitos de *bias* e *flat-field*, a remoção de raios cósmicos e a extração da fotometria por abertura. As séries temporais foram construídas calculando-se a diferença de magnitude da estrela variável e de um conjunto de estrelas de comparação, com relação a uma estrela de referência no campo. Este cálculo é baseado em rotinas fotométricas de abertura do APPHOT/IRAF². As curvas de luz das estrelas de comparação do campo também foram obtidas para verificar a qualidade da noite e a estabilidade fotométrica durante todo o tempo de observação. A magnitude e as cores da estrela de referência foram transformadas para o sistema UBVRI de Johnsons-Cousins (Bessell 1990) a partir de observações desta estrela, de estrelas padrão azuis espectrofotométricas (Stone & Baldwin 1983) e de estrelas padrão de Graham (1982). Usamos as relações de Lamla (1982) para transformar as magnitudes UBVRI em unidades de fluxo. O fluxo na banda **B** da estrela de referência foi utilizado para transformar as curvas de luz da estrela variável de diferença de magnitude para fluxo absoluto.

A resolução temporal das imagens é de alguns segundos (de 5 – 20s, dependendo do objeto e do telescópio que é utilizado durante a observação), o suficiente para resolver a maior parte das oscilações de brilho caracterizadas como *flickering*. Para um dado objeto da amostra, todos os conjuntos têm sido obtidos utilizando a mesma configuração instrumental, de modo a garantir a uniformidade dos dados e evitar os problemas de normalização que afetam a análise no caso de dados não homogêneos (ver, por exemplo, Bruch 2000).

A situação dos dados, em relação ao número de curvas de luz e ao processo de redução, está mostrada na Tab. 3.3. Os objetos com o conjunto de dados completamente reduzido apresentam um *flickering* com uma amplitude considerável ($\Sigma_F/\Sigma_P \sim 4 - 7$), exceto SW Sex que tem um *flickering* de amplitude bem baixa. Para este último, existe a necessidade de se obter mais curvas de luz, pelo menos o dobro, quantidade que, se não fosse o clima, já teríamos observado.

Os objetos que apresentaram conjuntos de curvas de luz com as condições necessárias, baseando-se nos resultados das simulações, foram

² IRAF é distribuído pelo National Optical Astronomy Observatories, que é operado pela Association of Universities for Research in Astronomy Inc., sob o contrato com a National Science Foundation.

Tab. 3.3: Situação atual dos dados		
Objeto	# total de eclipses	dados reduzidos (%)
GS Pav	10	0
IP Peg	11	20
VZ Scl	08	0
V2051 Oph	36	100
UU Aqr	40	100
SW Sex	16	100

- **V2051 Oph:** $(S/N)_{dados} \sim 50$; $N_c \sim 15$; $\Delta\phi_{dados}=0,001 \longrightarrow N_{bin} = 50 - 70$;
- **UU Aqr:** $(S/N)_{dados} \sim 40$; $N_c \sim 25$; $\Delta\phi_{dados}=0,0007 \longrightarrow N_{bin} \sim 120$.

A análise dos dados destes objetos será apresentada nos próximos capítulos.

Capítulo 4

V2051 Ophiuchi

4.1 Introdução

V2051 Ophiuchi é uma variável cataclísmica pertencente à subclasse das novas-anãs. Este sistema se destaca das demais novas-anãs eclipsantes de curto período orbital (p.ex., Z Cha, OY Car e HT Cas) por sua notável atividade de *flickering* (amplitude $\gtrsim 30$ por cento). Este *flickering* é responsável por uma grande variedade na morfologia dos eclipses e normalmente esconde a corcunda (*hump*) orbital associada à anisotropia na emissividade do *bright spot* (p. ex., Warner & Cropper 1983; Cook & Brunt 1983). Baseado nas suas curvas de luz, Warner & Cropper (1983) concluíram que o *flickering* em V2051 Oph é produzido principalmente nas regiões internas do disco com uma pequena contribuição secundária do *bright spot*. Baptista et al. (1998) observaram este sistema em um estado de brilho excepcionalmente baixo, durante 1996, no qual a atividade de *flickering* estava consideravelmente reduzida. Eles se beneficiaram de uma visão nítida dos eclipses da anã-branca e do *bright spot* para calcular os parâmetros básicos desta binária (p. ex., massa das estrelas e inclinação orbital).

Bruch (2000) aplicou o método '*Single*' para um conjunto grande de curvas de luz de V2051 Oph e encontrou na curva de *flickering* um eclipse coincidente com o eclipse da anã-branca, mas mais estreito que o eclipse do disco. Também encontrou um *hump* orbital indicando que o *bright spot* contribui para o *flickering*. Porém, a resolução em fase de sua curva de espalhamento, $\Delta\phi = 0,01$ ciclos, não foi suficiente para resolver adequadamente o perfil do eclipse.

Neste capítulo vamos apresentar curvas de *flickering* de V2051 Oph de alta resolu-

ção em fase ($\Delta\phi = 0,002$) obtidas com os métodos ‘*Ensemble*’ e ‘*Single*’ (descritos na seção 2.4.2), e os resultados obtidos aplicando a técnica de mapeamento por eclipse para obter mapas das fontes de *flickering* para este sistema.

4.2 Observações e Análise

Séries temporais de fotometria rápida CCD de V2051 Oph na banda **B** foram obtidas com uma câmera CCD EEV (385×578 pixels, $0,58''$ por pixel) acoplada ao telescópio de 1,60m do LNA, de 1998 a 2002. A câmera CCD é operada no modo ‘*frame-transfer*’. Este detector tem uma placa GPS que ajusta seu relógio interno pelo tempo universal (UTC), com uma precisão melhor que 10ms.

As observações estão resumidas na Tab. 4.1. A quarta coluna mostra a resolução temporal das observações em segundos (Δt), a quinta coluna indica o número do eclipse (E) e a última coluna fornece uma estimativa da qualidade das observações. O ‘*seeing*’ durante as observações variou entre $1.0''$ e $2.2''$. O conjunto de dados é formado por 36 curvas de luz de eclipse e inclui somente os turnos de observação nos quais V2051 Oph estava em quiescência. A estrela entrou em erupção nos dias 31 de julho de 2000 e 6 de agosto de 2002 e as observações durante estes períodos não foram incluídas.

Todas as curvas de luz foram obtidas com o mesmo conjunto de instrumento e telescópio, o que assegura um alto grau de uniformidade ao conjunto de dados. Os procedimentos de redução de dados estão descritos na seção 3.3.1. A análise do fluxo relativo da estrela de comparação em todas as observações indica que o erro interno da fotometria é menor que 2%. O erro na fotometria da estrela variável é calculado do ruído de contagem de fótons e é transformado para unidades de fluxo usando a mesma relação aplicada aos dados. As curvas de luz individuais têm relações sinal-ruído típicas de $S/N = 40-50$ fora do eclipse e de $S/N = 10-20$ no meio do eclipse.

As curvas de luz foram colocadas em fase de acordo com a efeméride linear (Baptista et al. 2003),

$$T_{MID} = BJDD - 2\,443\,245.977\,52 + 0.062\,427\,8634 \times E \quad (4.1)$$

onde BJDD significa Tempo Dinâmico Baricêntrico. Pequenas correções na fase de -0.0018 (1998), -0.0012 (1999), $+0.0000$ (2000), $+0.0010$ (2001) e $+0.0061$ (2002) ciclos foram aplicadas aos dados para fazer o centro do eclipse da anã-branca coincidir com a fase zero, $\phi = 0$. Estas correções correspondem à diferença entre o instante do centro do eclipse medido nas curvas de cada turno com relação à efeméride acima (ver Baptista et al. 2003).

Tab. 4.1: Jornal das observações

Data	Início (UT)	N de exp	Δt (s)	E (ciclo)	faixa em fase	estado de brilho	Q
1998 Jul 25	22:15	283	3	124535	+0.00, +0.31	fraco	B
	23:15	888	5	124536	-0.32, +0.50	fraco	B
1998 Jul 26	00:29	804	5	124537	-0.50, +0.27	fraco	B
	21:40	828	5	124551	-0.37, +0.50	fraco	A
	22:58	1077	5	124552	-0.37, +0.50	fraco	A
1998 Jul 27	00:28	1079	5	124553	-0.37, +0.50	fraco	A
	01:58	1077	5	124554	-0.37, +0.50	fraco	A
	03:28	785	5	124555	-0.50, +0.39	fraco	A
1999 Jul 12	22:42	1098	5	130174	-0.19, +0.83	brilhante	A
1999 Jul 13	03:02	669	5	130177	-0.28, +0.34	brilhante	A
1999 Jul 15	21:32	344	5	130221	+0.10, +0.47	brilhante	A
	22:11	548	5	130222	-0.47, +0.50	brilhante	B
	23:38	733	5	130223	-0.50, +0.50	brilhante	C
1999 Jul 16	01:08	114	5	130224	-0.50, -0.34	brilhante	C
2000 Jul 28	22:37	726	5	136293	-0.19, +0.50	brilhante	A
	23:39	941	5	136294	-0.50, +0.50	brilhante	A
2000 Jul 29	01:08	1074	5	136295	-0.50, +0.50	brilhante	A
	02:38	538	5	136296	-0.50, +0.23	brilhante	A
	21:23	281	5	136308	+0.01, +0.50	brilhante	A
	22:07	1079	5	136309	-0.50, +0.50	brilhante	A
	23:37	1078	5	136310	-0.50, +0.50	brilhante	A
2000 Jul 30	01:07	860	5	136311	-0.50, +0.30	brilhante	A
	02:43	848	5	136312	-0.43, +0.36	brilhante	A
	21:54	986	5	136325	-0.62, +0.29	brilhante	B
2001 Jun 25	22:34	587	5	141611	-0.05, +0.50	fraco	A
	23:24	960	5	141612	-0.50, +0.50	fraco	A
2001 Jun 26	00:53	614	5/10	141613	-0.50, +0.64	fraco	A
	04:12	359	10	141615	-0.29, +0.38	fraco	C
2001 Jun 27	21:38	539	10	141643	-0.64, +0.36	fraco	B
	23:23	541	10	141644	-0.47, +0.53	fraco	B
2001 Jun 28	01:20	520	10	141645	-0.16, +0.80	fraco	B
	05:37	327	10	141648	-0.31, +0.29	fraco	B
	23:09	393	15	141660	-0.60, +0.50	fraco	C
2001 Jun 29	00:49	303	15	141661	-0.50, +0.34	fraco	C
2002 Aug 04	22:28	626	10	148099	-0.66, +0.50	fraco	B
2002 Aug 05	00:13	672	10	148100	-0.50, +0.75	fraco	B

Condições do céu: **A**= fotométrico (estrela de referência estável);

B= bom (algumas variações no céu);

C= Ruim (grandes variações e/ou nuvens)

A Fig. 4.1 mostra as curvas de luz individuais de V2051 Oph sobrepostas em fase. O

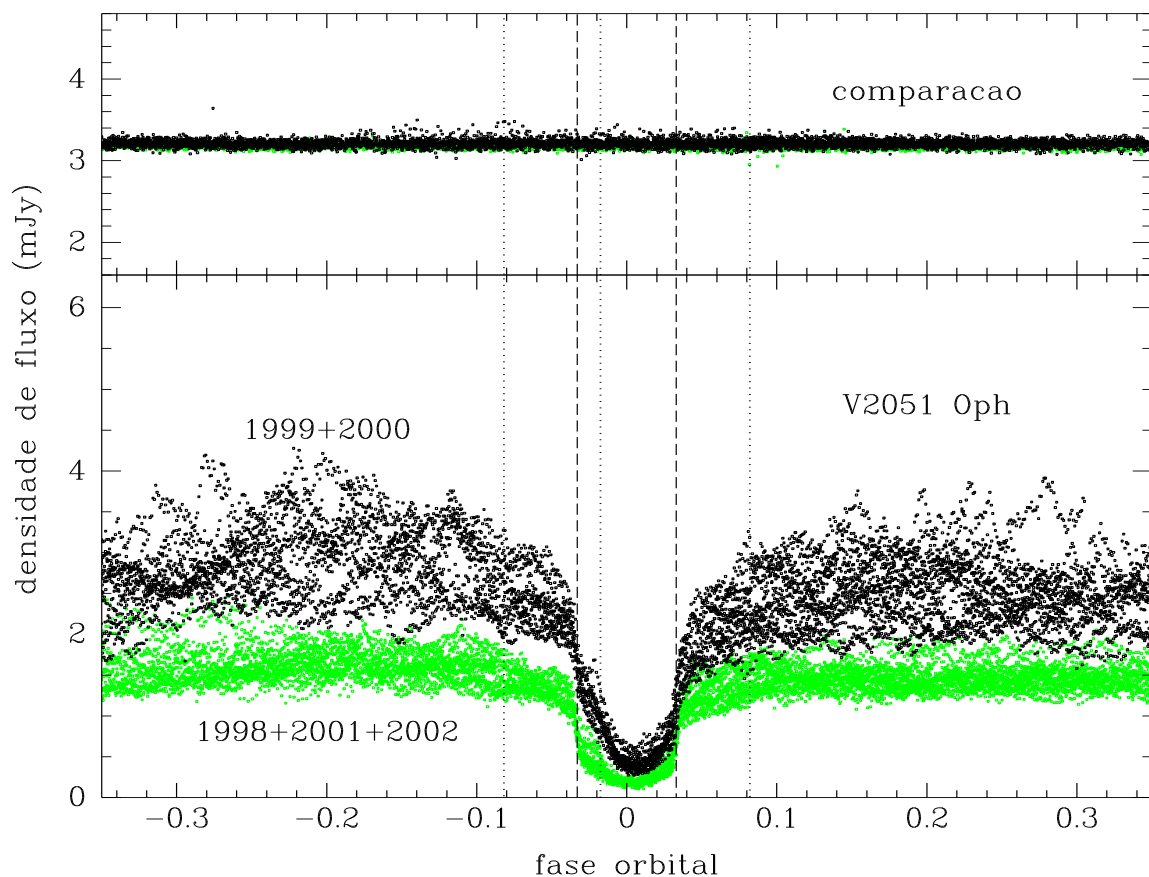


Fig. 4.1: Curvas de luz de V2051 Oph. O quadro inferior mostra as curvas de luz obtidas em 1998, 2001 e 2002 (pontos cinzas) e em 1999 e 2000 (pontos pretos). No quadro superior temos as curvas de luz de uma estrela de comparação de brilho semelhante para os mesmos períodos. As linhas verticais tracejadas indicam as fases de ingresso/egresso da anã-branca, enquanto que as linhas pontilhadas marcam a fase de ingresso do *bright spot* e o início/fim do eclipse de um disco de acréscimo com raio de $0,6 R_{L1}$. O espalhamento ao redor do fluxo médio permite uma indicação para a amplitude do *flickering* em cada fase.

painel superior ilustra curvas de luz de uma estrela de comparação de brilho semelhante. O nível constante de fluxo durante todo o tempo das observações atesta que todas as variações vistas no painel inferior são intrínsecas da variável. V2051 Oph estava $\simeq 70\%$ mais luminosa em 1999 e 2000. Daqui por diante, vamos nos referir aos dados combinados de 1999 e 2000 como “estado **brilhante**” e para os dados de 1998 e 2001-2002 como o “estado **fraco**”. Assim, o conjunto de dados para os estados fraco e brilhante compreende 20 e 16 curvas de luz, respectivamente. Notamos que os dados de uma determinada missão observacional (3-5 dias) consistentemente pertencem ao mesmo estado de brilho. Consequentemente, as mudanças de brilho em consideração ocorrem em escalas de tempo mais longas do que pelo menos alguns dias. A comparação da forma do eclipse de

ambos os conjuntos de curvas de luz mostra que a principal diferença é um aumento no brilho do *bright spot* no estado brilhante em comparação com o estado fraco. Isto indica que mudanças significativas de longo prazo na taxa de transferência de massa da estrela secundária ocorrem em escalas de tempo $\lesssim 1$ yr.

O espalhamento ao redor do fluxo médio em V2051 Oph é perceptivelmente maior do que na estrela de comparação de brilho semelhante e é causado pelo *flickering*. O espalhamento é maior próximo ao máximo do *hump* orbital (sugerindo que o *bright spot* contribui para o *flickering*), e é menor durante o eclipse (indicando que as fontes de *flickering* são ocultadas nestas fases). Isto está de acordo com os resultados de Bruch (2000). Notavelmente, o espalhamento das curvas de luz do estado brilhante é maior que do estado fraco, sugerindo uma dependência da amplitude do *flickering* com o nível de brilho. Isto nos levou a realizar análises separadas para os dados dos dois estados de brilho.

As curvas de luz da componente de brilho constante, das variações seculares e de *flickering* ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’ foram obtidas seguindo o processo descrito na sec. 2.4.2. Para o cálculo da curva de *flickering* ‘*Single*’ utilizamos um filtro de mediana de 170s seguido de um filtro estreito de média deslizante de 30s. O fluxo fora do eclipse, f_{ref} , que usamos para obter a curva de *flickering* ‘*Ensemble*’, foi calculado para a região em fase de +0,15 a -0,3, excluindo o eclipse primário e o *hump* orbital. Como uma forma de checar a consistência dos dados, repetimos os procedimentos de análise com subconjuntos de curvas de luz pelos métodos ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’ para cada estado de brilho. Como esperado, as incertezas nas curvas de *flickering* aumentam com a redução no número de curvas do subconjunto. Contudo, os resultados não são sensíveis a um subconjunto particular de curvas de luz e são os mesmos dentro das incertezas.

4.3 Resultados

4.3.1 Morfologia das curvas de luz

O *flickering* de grande amplitude normalmente visto em V2051 Oph dificulta a distinção dos eclipses da anã-branca e do *bright spot* nas curvas de luz individuais. Calculando a média de muitas curvas de luz individuais, fomos capazes de reduzir a influência de *flickering* nas curvas de luz da componente de brilho constante, levando a uma visão mais clara da forma do eclipse.

As curvas de luz da componente de brilho constante (Figura 4.2a) mostram um eclipse

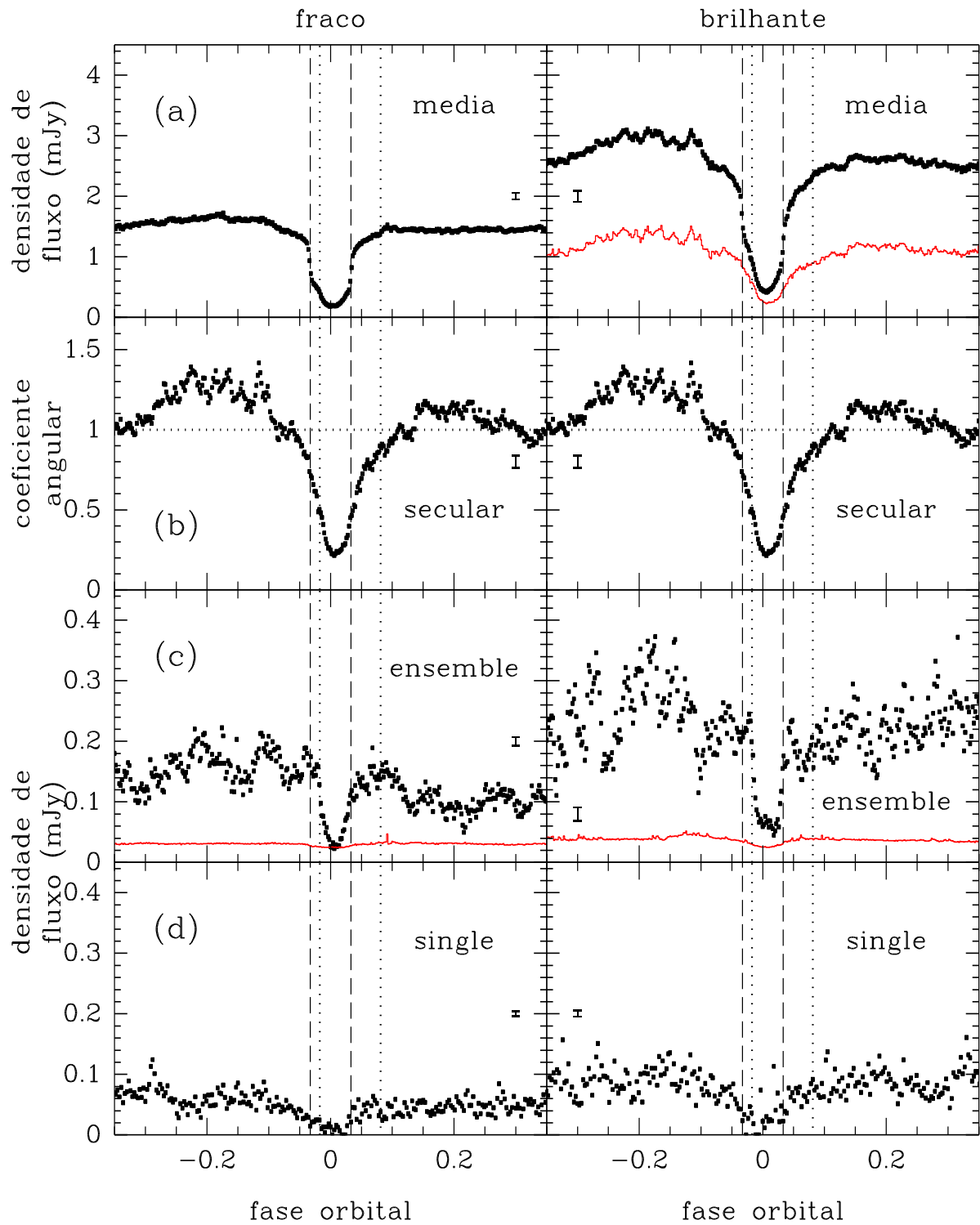


Fig. 4.2: (a) Curvas médias (da componente de brilho constante) para os estados fraco (esquerda) e brilhante (direita). A curva mais abaixo no painel da direita é a diferença entre as duas curvas (brilhante menos fraco). (b) A curva das variações seculares está repetida no painel da direita por completeza. (c) As curvas ‘Ensemble’. A curva mais baixa em cada painel indica a contribuição do ruído Poissoniano, $\sigma_p(\phi)$, para o espalhamento total. (d) As curvas ‘Single’; a contribuição do ruído Poissoniano é a mesma de (c). As fases de ingresso/egresso da anã-branca e do *bright spot* estão indicadas, respectivamente, por linhas verticais tracejadas e pontilhadas. Barras de erro representativas estão colocadas em todos os painéis.

largo de um disco fraco em quiescência e o ingresso e egresso nítidos dos eclipses da anã-branca e do *bright spot* – que ocorrem em fases orbitais concordantes com o modelo fotométrico de Baptista et al. (1998). O fluxo do *bright spot* é maior no ingresso do que no egresso, indicando que ele é a fonte do *hump* orbital nas curvas de luz. Nós modelamos o fluxo fora do eclipse das curvas de luz da componente de brilho constante como a soma de uma função senoidal limitada (i.e., a amplitude do termo seno é forçada a ser zero para $\pi < \phi < 2\pi$) com um valor de fluxo constante, para medir a amplitude relativa e a fase do máximo do *hump* orbital. A curva de luz da componente constante de brilho do estado fraco mostra um *hump* orbital fraco (com uma amplitude de 12% do fluxo total) centrada em fase $\phi_{max} = -0.16 \pm 0.02$ ciclos. Nós calculamos uma contribuição do *bright spot* de $f_{hs}(\text{fraco}) = 0.35 \pm 0.05$ mJy do seu ingresso. O *hump* orbital é mais pronunciado no estado brilhante, com uma amplitude relativa de 20% e máximo em fase $\phi_{max} = -0.13 \pm 0.02$ ciclos. O fluxo do *bright spot* no ingresso neste caso é de $f_{hs}(\text{brilhante}) = 0.65 \pm 0.05$ mJy.

O fluxo medido no *bright spot* no ingresso é maior que o fluxo predito do *hump* orbital à mesma fase. Esta é uma indicação de que o *bright spot* tem uma componente isotrópica adicional. Nós subtraímos o fluxo predito do *hump* orbital no ingresso do *bright spot* do fluxo do *bright spot* medido no ingresso, para achar componentes isotrópicas de 0.25 ± 0.06 mJy e 0.27 ± 0.06 mJy, respectivamente para os estados fraco e brilhante. Assim, a componente anisotrópica da emissão do *bright spot* aumenta por um fator de 3 do estado fraco para o estado brilhante, enquanto que a componente isotrópica permanece essencialmente ao mesmo nível de fluxo.

A curva das variações seculares (Fig. 4.2b) mostra um *hump* orbital pronunciado. Observa-se também um eclipse em formato “V” com ingresso coincidindo com o do *bright spot* e um mínimo deslocado para fases positivas, indicando uma contribuição significativa do *bright spot* e do fluxo de matéria para as variações de brilho de longo termo. Pode-se observar que não há evidência de ingresso/egresso da anã-branca no eclipse, mostrando que esta não contribui para as mudanças de longo termo. A forma da curva das variações seculares é idêntica à da curva da diferença entre os estados brilhante e fraco dentro das incertezas. Esta última pode ser obtida escalonando a anterior por um fator de 1/3. Isto é uma consequência direta da hipótese do método ‘*Ensemble*’ de que o fluxo numa dada fase varia linearmente com o nível de brilho total,

$$f(\phi, x) = f_0(\phi) + x \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial f_{ref}} \right)_{\phi} . \quad (4.2)$$

A diferença entre dois níveis quaisquer de brilho $\Delta f = f_2 - f_1$ é obtida pela multiplicação da variação secular $(\partial f / f_{ref})_\phi$ por um fator de escala x independente da fase. De fato, as próprias curvas de luz dos estados fraco e brilhante podem ser recuperadas adicionando-se proporções apropriadas x da curva das variações seculares a uma curva de luz base, f_0 .

As curvas ‘*Ensemble*’ (Fig. 4.2c) são diferentes das curvas de luz da componente de brilho constante correspondentes. O eclipse é mais estreito e deslocado para fases positivas. Não há uma redução perceptível no fluxo na fase de ingresso da anã-branca, embora é nítida uma recuperação de brilho coincidindo com o egresso da anã-branca na curva do estado brilhante. Isto sugere que esta estrela não contribui significativamente para o *flickering* de baixa frequência, pelo menos no estado fraco. O *hump* orbital é relativamente mais importante que nas curvas de luz da componente de brilho constante (amplitudes relativas de 70% e 40%, respectivamente para os estados fraco e brilhante), indicando uma contribuição (anisotrópica) significativa do *bright spot* para o *flickering* de baixa frequência. A amplitude absoluta do *hump* orbital é maior no estado brilhante do que no estado fraco, mas a amplitude relativa é menor. Isto indica que a contribuição do *bright spot* para o *flickering* de baixa frequência é diluída por outras fontes no estado brilhante. As diferenças no nível fora do eclipse entre as duas curvas ‘*Ensemble*’ refletem uma amplitude maior do *flickering* no estado brilhante. Esta diferença do nível de brilho e a diferença no formato do eclipse justificam a escolha de realizar análises separadas do *flickering* para cada estado de brilho.

A menor amplitude das curvas ‘*Single*’ (Fig. 4.2d) quando comparadas com as curvas ‘*Ensemble*’ está de acordo com a expectativa de que o procedimento ‘*Single*’ extrai somente as componentes de *flickering* de baixa amplitude e alta frequência das curvas de luz. A forma do eclipse e as características gerais das curvas ‘*Single*’ são notavelmente diferentes das curvas ‘*Ensemble*’. O *hump* orbital é menos pronunciado no estado fraco (amplitude relativa de 30%) e quase inexistente no estado brilhante (amplitude menor que 10%). Isto sugere que o *bright spot* contribui pouco para o *flickering* de alta frequência. Os eclipses são centrados em fase zero porém são mais rasos e mais largos que o eclipse da anã-branca, indicando que o *flickering* de alta frequência não está localizado nas vizinhanças da anã-branca mas provém de uma região maior.

Nossa análise qualitativa revela que *flickering* de diferentes frequências em V2051 Oph surge de regiões diferentes e possivelmente têm origens diferentes.

4.3.2 Estruturas do disco no *flickering* e na componente de brilho constante

Raio do Disco de Acréscimo

Uma estimativa do raio do disco pode ser obtida das fases de ingresso e egresso do *bright spot* (ϕ_{hi} , ϕ_{he}) sob a hipótese de que o *bright spot* está localizado onde o fluxo de matéria transferida choca-se com a borda externa do disco de acréscimo. As medidas das fases do *bright spot* em V2051 Oph não são diretas como as medidas nas fases do eclipse da anã-branca, porque o *bright spot* é menos compacto do que a anã-branca. Nós podemos no entanto usar a técnica derivativa (Baptista & Bortoletto 2004) para estimar as fase do ingresso/egresso das suas partes brilhantes.

As medidas foram feitas nas curvas de luz médias de cada período de observação (que compreende intervalos de tempo de poucos dias) para minimizar o alargamento nas fases de ingresso/egresso causado pelas possíveis mudanças no raio do disco com o tempo. Os resultados são consistentes para os dados num estado de brilho e também são similares para o estado fraco e brilhante. Nós encontramos $\phi_{hi} = -0.017 \pm 0.002$ e $\phi_{he} = +0.080 \pm 0.002$ para o estado fraco e $\phi_{hi} = -0.018 \pm 0.002$ e $\phi_{he} = +0.082 \pm 0.003$ para o estado brilhante. Os círculos que passam através dos pontos definidos por estes pares de fases são $R_{hs} = (0.46 \pm 0.02)R_{L1}$ e $R_{hs} = (0.47 \pm 0.02)R_{L1}$, respectivamente, para os estados fraco e brilhante. Esses valores são perceptivelmente menores do que o raio do disco de $(0.56 \pm 0.02)R_{L1}$ encontrado por Baptista et al. (1998) para o estado de "baixo" brilho.

A posição radial do *bright spot* é similar nos estados fraco e brilhante, mas seu fluxo aumenta por um fator acima de 2 de um estado de brilho para outro. A luminosidade do *bright spot* é inversamente proporcional a sua distância ao centro do disco e diretamente proporcional à taxa de matéria que está sendo injetada na borda externa do disco de acréscimo. Assim, o único modo sensível de mudar o fluxo do *bright spot* numa posição radial fixa é variando a taxa de transferência de matéria. Além disso, a análise da curva da diferença entre as curvas de luz estacionária e dos estados fraco e brilhante confirma que a mudança no nível de brilho tem como principal consequência o aumento de emissão na região do fluxo de gás e do *bright spot* no estado brilhante.

Mapas de Brilho

Os mapas superficiais de brilho do *flickering*, da variação secular e da componente de brilho constante estão mostrados na Fig. 4.3. Os nossos mapas são compostos por uma matriz de 101X101 pixels centrada na estrela primária com o lado de $2R_{L1}$ (onde R_{L1} é a

distância do centro do disco até o ponto lagrangeano interno). Adotamos $R_{L1} = 0,422 R_{\odot}$ (Baptista et al. 1998). A geometria do eclipse é definida pela razão de massa q e a inclinação i . Utilizamos os parâmetros de Baptista et al. (1998), $q = 0.19$ e $i = 83^{\circ}$, que corresponde a um eclipse com largura em fase de $\Delta\phi = 0,0662$. Esta combinação de valores garante que a anã-branca está no centro do mapa.

Círculos de raio $0,27 R_{L1}$ (o raio de circularização para V2051 Oph, veja Baptista et al. 1998) e $0,47 R_{L1}$ (o raio do disco para o estado brilhante) estão colocados em cada mapa de eclipse. As distribuições radiais de intensidade média para os mapas de eclipse da Fig. 4.3 são mostradas na Fig. 4.4. O raio de circularização (R_{circ}) está indicado no painel ‘*Ensemble*’. As linhas pontilhadas nos outros painéis descrevem a distribuição radial descrita por uma lei de potência $I(R) \propto R^{\alpha}$ para cada caso.

O perfil assimétrico dos eclipses da componente de brilho constante, com mínimo deslocado para fases positivas, resulta em distribuições de brilho assimétricas com aumento de brilho ao longo do fluxo de matéria. Este aumento de brilho segue a trajetória balística, indo além da borda externa do disco e podendo ser visto seguindo a trajetória de fluxo até passar “atrás” da anã-branca (i.e., no lado do disco mais afastado da estrela secundária). Esta é uma evidência clara de transbordamento do fluxo de gás em V2051 Oph.

O máximo da emissão ao longo do fluxo de gás não ocorre na posição do *bright spot* mas na posição de maior aproximação da anã-branca. Isto pode ser explicado se a emissão do fluxo de gás é causada pela liberação progressiva da energia potencial gravitacional do gás que está caindo (em calor e, depois disso, em radiação), que alcança um máximo na menor distância da fonte central.

As regiões do *bright spot* e do fluxo de gás são mais pronunciadas no mapa do estado brilhante, de acordo com o alto fluxo de matéria proveniente da estrela secundária deduzido para este estado de brilho. Exceto na diferença no nível de brilho, os dois mapas de eclipse são bastante semelhantes. Ambos mostram uma distribuição de intensidade radial plana nas regiões internas do disco ($I \propto R^{-0,3}$) que diminui rapidamente para $R \gtrsim 0,23 R_{L1}$ (com uma inclinação $I \propto R^{-2}$).

Não surpreendentemente, o mapa das variações seculares é muito parecido com o mapa da componente de brilho constante, com uma distribuição de brilho plana nas regiões internas e um aumento da emissão ao longo do fluxo de gás. Na realidade, é difícil distinguir esta distribuição radial de intensidade da distribuição do mapa da componente de brilho constante no estado brilhante. Estas semelhanças indicam que o disco quiescente de V2051 Oph responde a mudanças na taxa de transferência de matéria de um modo homólogo (com exceção da região de fluxo de gás, que tem um aumento mais pronunciado

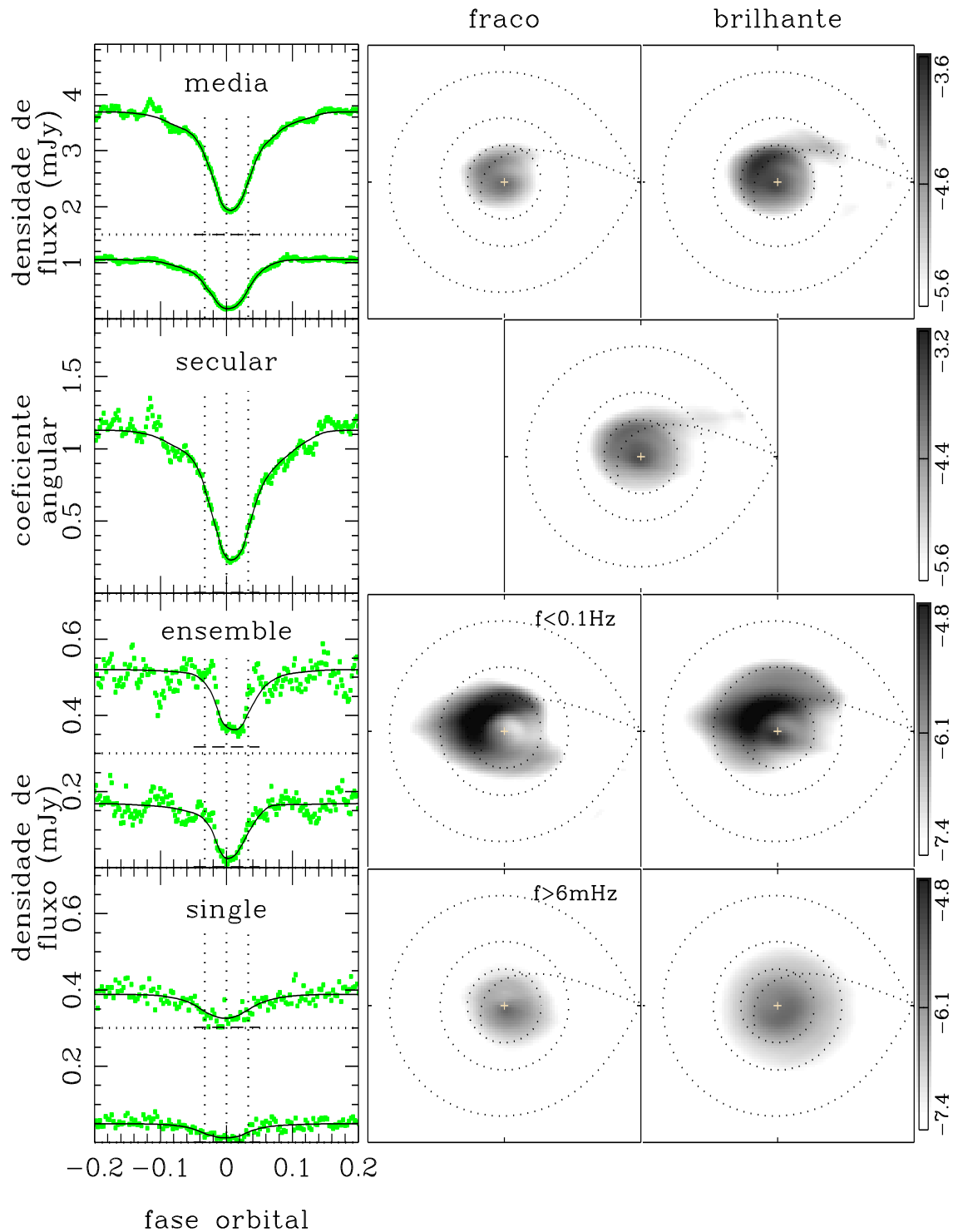


Fig. 4.3: Esquerda: as curvas de luz da componente de brilho constante, das variações seculares e do *flickering* (pontos) e os modelos dos mapas de eclipse correspondentes (linhas sólidas). As linhas pontilhadas verticais marcam as fases de ingresso/egresso da anã-branca e do meio eclipse. As curvas do estado brilhante estão verticalmente deslocadas para melhorar a visualização. Linhas pontilhadas horizontais indicam o verdadeiro nível de zero e as linhas tracejadas horizontais indicam a componente não eclipsada em cada caso. Painéis à direita: os mapas de eclipse correspondentes numa escala de cinza logarítmica. Linhas pontilhadas mostram o lóbulo de Roche primário, a trajetória do fluxo de gás, e círculos de raio $0,27$ e $0,47 R_{L1}$. O log da escala de intensidade em cada caso está indicado na barra de escala de cinza correspondente.

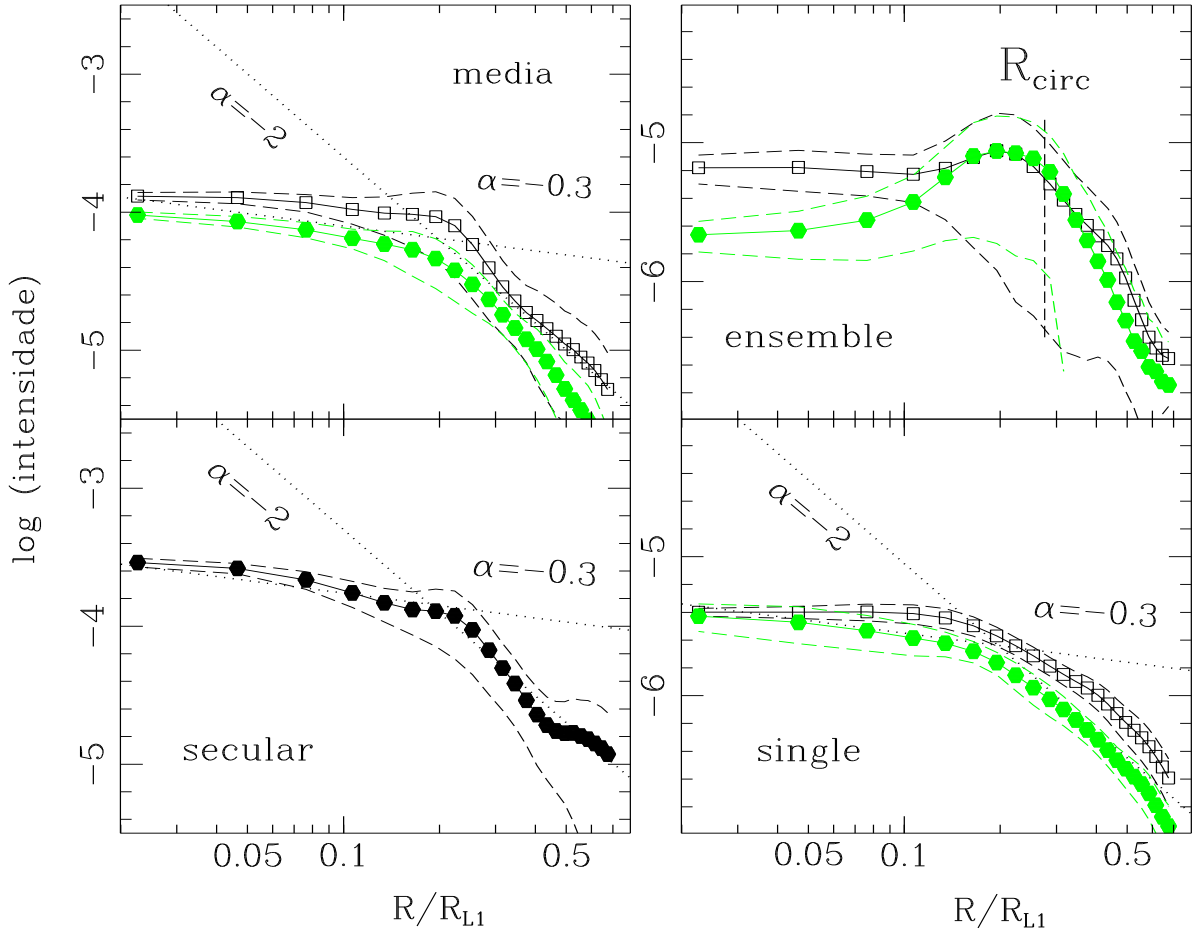


Fig. 4.4: Distribuição radial de intensidade da componente constante de brilho (painel à esquerda, acima), das variações seculares (painel à esquerda, embaixo), dos mapas de eclipse ‘Ensemble’ (painel à direita, acima) e ‘Single’ (painel à direita, embaixo). As distribuições dos estados fraco e brilhante estão indicadas, respectivamente, por círculos cheios e quadrados abertos. Linhas tracejadas mostram os limites de $1\text{-}\sigma$ na intensidade média para um determinado raio. A abscissa está em unidades da distância do centro do disco ao ponto Lagrangeano interno R_{L1} . O raio de circularização $R_{\text{circ}} = 0,27 R_{L1}$ (Baptista et al. 1998) está indicado no painel ‘Ensemble’. Linhas pontilhadas nos outros painéis descrevem a inclinação de uma lei de potência para a distribuição radial de intensidade com dependência $I(R) \propto R^\alpha$ em cada caso.

no brilho que o resto do disco).

Os mapas do *flickering* ‘Ensemble’ são notavelmente diferentes dos correspondentes mapas da componente de brilho constante. O perfil mais estreito dos eclipses indica que o centro da distribuição de brilho do *flickering* está deslocado para uma região no disco mais afastada da estrela secundária (por ter um eclipse mais estreito que o eclipse da anã-branca). Enquanto que um deslocamento para as fases positivas indica que as

distribuições de brilho são distorcidas para o lado do disco que se afasta da secundária (a região do disco que contém a trajetória do fluxo de gás). O mapa ‘*Ensemble*’ do estado fraco mostra uma estrutura em formato de arco ao longo da trajetória do fluxo de gás, estendendo-se para quase todos os azimutes em uma posição radial coincidente com o raio de circularização. Não há evidência de emissão nas vizinhanças da anã-branca. O mapa ‘*Ensemble*’ do estado brilhante também apresenta uma estrutura em formato de arco ao longo da trajetória do fluxo de gás, com o aumento do brilho começando em um raio maior, se comparado com o mapa do estado fraco. Em contraste com o mapa de estado fraco, o mapa do estado brilhante indica uma clara contribuição do centro do disco.

Em analogia com os mapas da componente de brilho constante, o máximo da amplitude do *flickering* ao longo da trajetória do fluxo em ambos os mapas ‘*Ensemble*’ não ocorre na posição do *bright spot*, mas numa posição bem próxima da anã-branca. Conseqüentemente, a conclusão de Warner & Cropper (1983) que o *flickering* em V2051 Oph surge em geral “na região interna do disco com uma pequena contribuição do *bright spot*” está consistente com nossos resultados.

Os mapas ‘*Ensemble*’ mostram que o *flickering* de baixa-freqüência em V2051 Oph está principalmente associado ao *bright spot* e ao fluxo de gás, com contribuição adicional das regiões internas do disco no estado brilhante.

Os mapas ‘*Single*’ são nitidamente diferentes dos mapas ‘*Ensemble*’, mas possuem uma semelhança com os mapas da componente constante de brilho. O formato largo do eclipse das curvas ‘*Single*’ leva a distribuições de brilho extensas, rasas e bastante axi-simétricas sem evidência clara de *bright spot*, fluxo de gás ou anã-branca. Na realidade, os mapas ‘*Single*’ são ligeiramente assimétricos no sentido de que há uma ausência de emissão ao longo da trajetória de fluxo de gás – a amplitude do *flickering* de alta freqüência é menor nas regiões onde o *flickering* de baixa freqüência é mais forte. As distribuições radiais de brilho ‘*Single*’ (Fig. 4.4) são bem parecidas com as distribuições radiais da componente de brilho constante, sem as assimetrias causadas pela emissão de fluxo de gás. Como para a componente de brilho constante, a amplitude do *flickering* de alta-freqüência também aumenta de um modo homólogo com a taxa de transferência de matéria. Isto indica que o *flickering* de alta-freqüência está associado ao disco de acréscimo.

Nós usamos simulações de Monte Carlo para ter uma avaliação da significância estatística das estruturas observadas nos mapas do *flickering*. As incertezas estatísticas nos mapas de eclipse são estimadas com um procedimento de Monte Carlo (Rutten et al. 1992). Para uma dada curva de entrada, um conjunto de 20 curvas artificiais é gerado, sendo que os pontos dos dados são independente e randomicamente variados de acordo

com uma distribuição Gaussiana, com um desvio padrão igual à incerteza no ponto. As curvas artificiais são ajustadas com o algoritmo de mapeamento por eclipse para produzir um conjunto de mapas de eclipse randômicos. Estes mapas são combinados para produzir um mapa médio e um mapa dos resíduos com relação à média, que gera uma incerteza estatística em cada pixel. As incertezas obtidas com este procedimento são usadas para estimar os erros na temperatura radial calculada e nas distribuições de intensidade. Cada mapa de *flickering* foi dividido pelo mapa dos resíduos (em relação ao mapa médio) para produzir um mapa do inverso dos erros relativos, ou um mapa de relação sinal-ruído (Harlaftis et al. 2004). Os mapas de S/N estão sobrepostos aos mapas de *flickering* correspondentes como linhas de contorno para S/N=8 e 12 na Fig. 4.5. Pode-se ver que a significância estatística em todos os mapas de *flickering* é maior que 8σ . As curvas ‘*Ensemble*’ têm S/N mais alto e resultam em mapas com uma significância típica a nível de 12σ .

A Fig. 4.6 mostra a amplitude relativa do *flickering* de baixa e alta frequência em função do raio. Estas curvas são obtidas dividindo-se a distribuição radial de intensidade de cada mapa de *flickering* pelo mapa da componente estacionária do estado de brilho correspondente. O grande espalhamento com respeito a amplitude média no caso ‘*Ensemble*’ para raio $0.2 < R/R_{L1} < 0.5$ é causado pelas fortes assimetrias nos mapas de *flickering* correspondentes.

O *flickering* ‘*Single*’ mostra uma amplitude relativa de cerca de 3%, independente do raio do disco e do estado de brilho. A amplitude do *flickering* de alta frequência é escalonada com o brilho do disco estacionário quiescente, confirmando a conclusão prévia de que esta componente do *flickering* está associada à física do disco de acréscimo. Isto dá suporte aos modelos que tentam explicar o *flickering* em termos de processos físicos no disco de acréscimo, como uma liberação instável de energia na superfície do disco por causa de movimentos verticais turbulentos e convectivos (Geertsema & Achterberg 1992; Bruch 1992) ou por causa de eventos de reconexão magnética na cromosfera do disco (Kawaguchi et al. 2000).

Por outro lado, a amplitude relativa do *flickering* ‘*Ensemble*’ varia significativamente com o raio e com o estado de brilho. Seu máximo acontece em uma faixa de raios próxima ao raio de circularização. A amplitude relativa do *flickering* de baixa frequência é consistentemente maior do que a do *flickering* da alta frequência, alcançando até 26% no estado fraco. O máximo da distribuição se move para raios maiores no estado brilhante, provavelmente como resposta ao aumento na taxa de transferência de matéria. A associação direta entre o *flickering* de baixa frequência e o *bright spot*/fluxo de gás, e sua dependência com

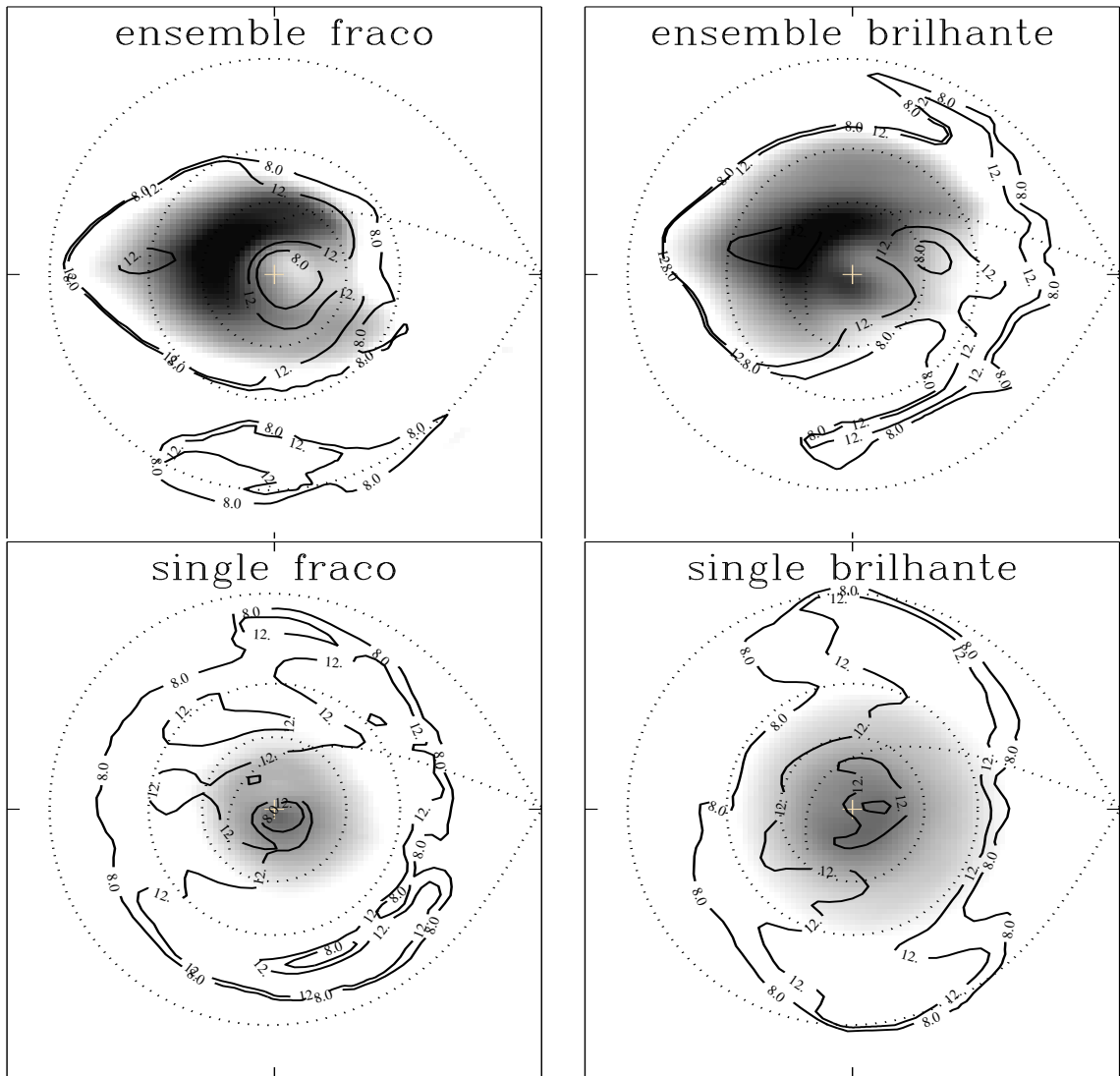


Fig. 4.5: A significância estatística dos mapas de *flickering*. As linhas de contorno para $S/N=8$ e 12 estão sobrepostas nos mapas ‘Ensemble’ e ‘Single’ correspondentes da Fig. 4.3.

a taxa de transferência de matéria, indica que a origem desta componente está conectada ao processo de transferência de matéria. Possíveis explicações incluem uma transferência instável de matéria da estrela secundária (Warner & Nather 1971) e turbulência gerada pelo impacto progressivo do fluxo de gás transbordante com o disco (Shu 1976).

A componente não-eclipsada de cada curva está mostrada como uma linha horizontal nos painéis esquerdos da Fig. 4.3. Esta é desprezível em todos os casos, com exceção da curva ‘Ensemble’ no estado brilhante. Neste caso achamos um fluxo de $0,017 \pm 0,006$ mJy para esta componente, correspondendo a 8% do fluxo total. Isto pode indicar o desenvolvimento de um vento verticalmente extenso inhomogêneo ou turbulento das regiões internas do disco como resposta ao aumento na taxa de transferência de matéria. A região bri-

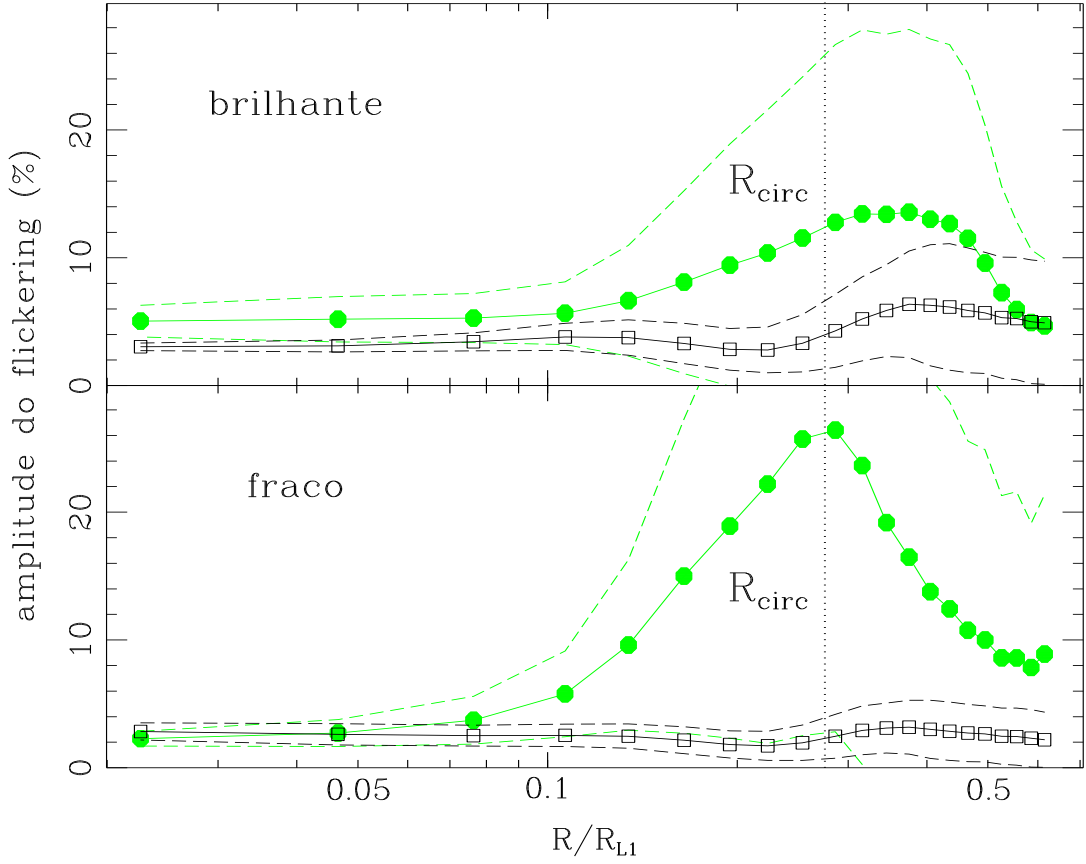


Fig. 4.6: A amplitude relativa do *flickering* em função do raio do disco para o estado brilhante (topo) e fraco (embaixo), dos mapas *'Ensemble'* (círculos cheios) e *'Single'* (quadrados abertos). A notação é a mesma usada na Fig. 4.4.

lhante que sai do centro do disco e vai para 'atrás' no disco (i.e., para o hemisfério do disco mais distante da estrela secundária) no mapa *'Ensemble'* pode ser a projeção da base deste vento do disco sobre o plano orbital. Se isto estiver correto, a geometria desta estrutura sugere que este vento seja altamente colimado. Em favor deste cenário vem o trabalho de Warner & O'Donoghue (1987), no qual mostra evidência de uma fonte de luz adicional assimétrica e variável fora do plano orbital em V2051 Oph. Como outra alternativa, pode ser que parte do fluxo de gás instável seja arremessado para fora da binária pelo ponto L_2 (à esquerda dos mapas de eclipse na Fig. 4.3) em analogia ao cenário de *'magnetic propeller'* de Horne (1999), no qual bolhas de plasma são aceleradas pelo campo magnético de uma anã-branca girante. A recente descoberta de uma oscilação coerente de 52s em V2051 Oph (Steehgs et al. 2001) sugere que este sistema realmente possa ter uma anã-branca magnética e girante.

4.3.3 Espectro de densidade de potência do *flickering*

Até o momento nos concentramos na análise dos dados no domínio do tempo. Aqui, nós investigamos a dependência do *flickering* em V2051 Oph com a frequência e usamos os resultados para conferir a consistência de nossa separação prévia em componentes de *flickering* de baixa (*‘Ensemble’*) e alta (*‘Single’*) frequência.

A curva média da componente de brilho constante do correspondente estado de brilho foi subtraída de cada curva de luz individual para remover a componente “DC” (componente de frequência zero), e foi calculado um periodograma de Lomb-Scargle (Press et al. 1992). Os periodogramas de todas as curvas de luz de um determinado estado de brilho foram combinados para obter um periodograma médio e o desvio padrão com relação à média. A Fig. 4.7 mostra o espectro da densidade de potência médio (PDS) dos estados fraco e brilhante combinados a uma resolução de 0.02 unidades em frequência logarítmica. As linhas pontilhadas indicam os limites de $1-\sigma$ sobre a potência média em cada caso. Os PDS mostram uma distribuição plana para as baixas frequências, enquanto que as frequências mais altas são bem descritas por leis de potência $P(f) \propto f^\alpha$ com $\alpha = -1,2$ e $-1,7$, respectivamente para os estados fraco e brilhante. A frequência para a qual cada distribuição se torna plana é $f_c(\text{fraco}) = 7 \times 10^{-4}$ Hz ($t_c = 23,8$ min) e $f_c(\text{brilh.}) = 2 \times 10^{-3}$ Hz ($t_c = 8,3$ min). As inclinações das distribuições de PDS são consistentes com as que foram vistas em outras variáveis cataclísmicas, que podem ser bem descritas para as altas frequências por uma lei de potência com um expoente médio $\alpha = -2,0 \pm 0,8$ (Bruch 1992).

Os resultados da seção 4.3.2 nos levam a associar o *flickering* relacionado ao disco à região de lei de potência do PDS e o *flickering* relacionado ao fluxo de matéria com a região plana do PDS. O corte para baixas frequências do filtro aplicado no procedimento *‘Single’* está indicado na Fig. 4.7. A frequência de corte é tal que as curvas resultantes *‘Single’* amostram só a região de lei de potência do PDS (o *flickering* do disco), enquanto que as curvas *‘Ensemble’* são dominadas pelas potências mais altas nas quais a distribuição é plana (o *flickering* do fluxo de matéria).

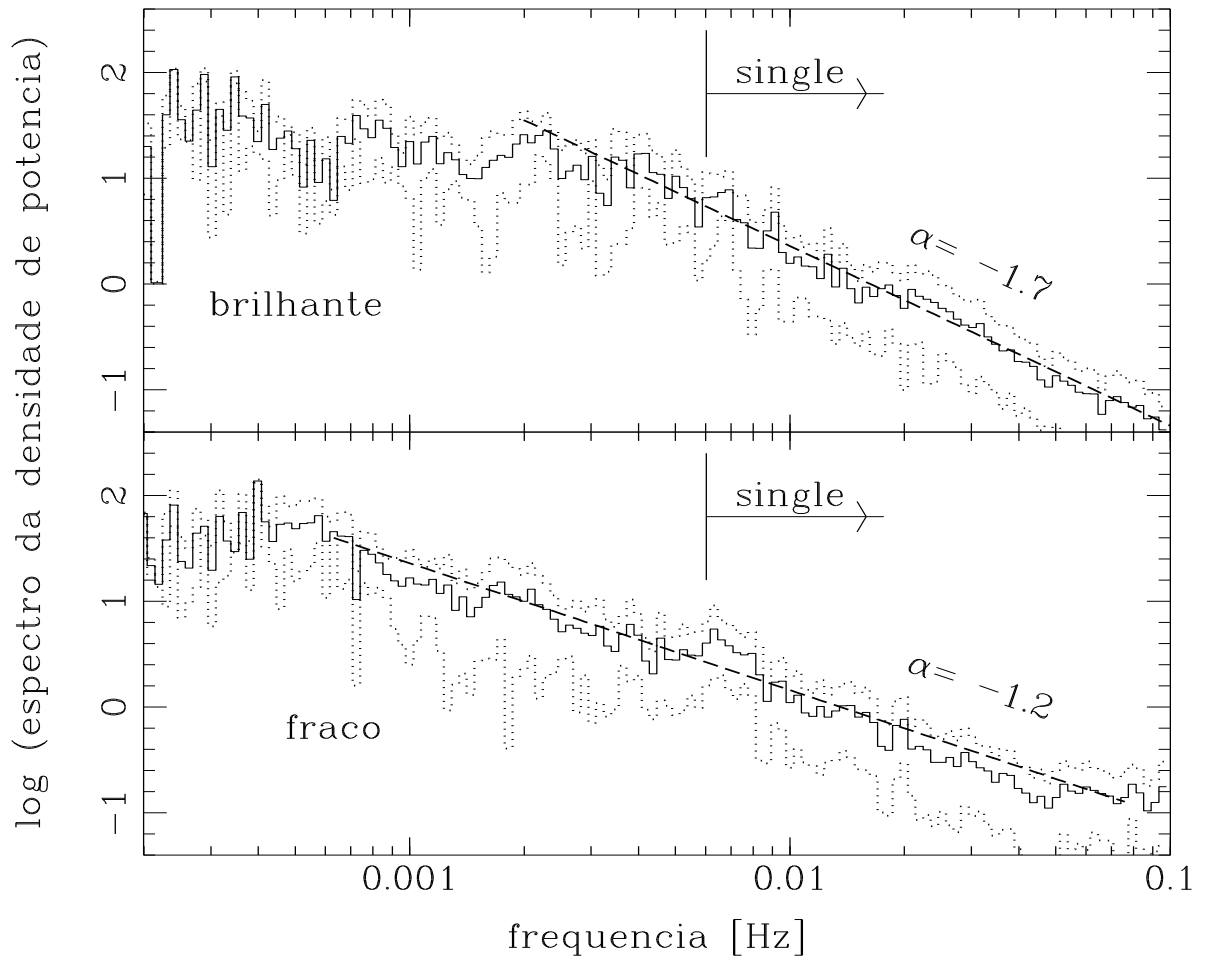


Fig. 4.7: Espectro da densidade de potência média dos estados fraco (embaixo) e brilhante (topo). As linhas pontilhadas mostram os limites de $1\text{-}\sigma$ na potência média em cada caso. A lei de potência de melhor ajuste $P(f) \propto f^\alpha$ está mostrada como uma linha tracejada em cada painel e está indicada a inclinação correspondente. Traços verticais indicam a frequência de corte inferior do processo de filtragem para o cálculo das curvas de espalhamento 'Single'.

4.4 Discussão

4.4.1 Comparação com resultados anteriores

A curva de *flickering* 'Single' de Bruch (2000) é estreita e profunda, levando a conclusão de que o *flickering* em V2051 Oph se origina nas regiões mais internas do disco. Isto está em contraste com os nossos resultados, onde encontramos que as curvas de *flickering* neste mesmo método são mais largas e mais rasas. Aqui nós exploramos uma possível explicação para essa diferença.

A frequência de corte do filtro suavizado de Bruch (2000) é de 0.018 Hz, implicando

que somente o *flickering* com escalas de tempo menores que 1 minuto está incluído na curva ‘*Single*’ apresentada por esse autor, enquanto que as nossas curvas ‘*Single*’ incluem *flickering* com uma escala de tempo menor que 2,8 min. Levando em conta a dependência em lei de potência da distribuição do *flickering*, isto significa que a curva de *flickering* de Bruch (2000) amostra frequências tipicamente mais altas que as amostradas em nossas curvas ‘*Single*’. Ambos os modelos de *flickering*, por turbulência no disco e reconexão magnética, predizem uma separação espacial dos eventos do *flickering*, sendo que os eventos de frequência mais alta ocorrem próximo ao centro do disco (Geertsema & Achterberg 1992; Kawaguchi et al. 2000). Assim, uma curva de *flickering* ‘*Single*’ que amostra frequências mais altas leva a um eclipse mais estreito e mais profundo do que uma curva que amostra frequências mais baixas, uma vez que a distribuição das fontes de *flickering* no primeiro caso é mais concentrada no centro do disco. Isto pode explicar a diferença observada na forma das curvas ‘*Single*’ com diferentes frequências de corte.

Nós testamos esta idéia criando curvas ‘*Single*’ usando a mesma frequência de corte usada por Bruch (2000). Embora as curvas resultantes sejam bastante ruidosas para permitir que qualquer afirmação mais rigorosa seja feita, encontramos sutil evidência de que o aumento na frequência de corte conduz a um eclipse mais fundo e mais estreito. Um maior conjunto de dados (para aumentar a relação S/N das curvas ‘*Single*’) é necessário para resultar num teste mais conclusivo desta predição.

Vale mencionar que V2051 Oph era perceptivelmente mais luminosa na época amostrada pelos dados de Bruch (2000) (magnitude fora do eclipse de $B \simeq 15,0$ mag) do que na época das nossas observações ($B \simeq 15,7 - 16,2$ mag). Nós observamos que se a distribuição do *flickering* (e a importância relativa de cada uma das fontes do *flickering*) mudar significativamente com o nível de brilho, a comparação feita nesta seção pode ser errônea. Além disso, ressalta-se que a curva do *flickering* de Bruch (2000) foi obtida de um conjunto de dados que contém uma mistura de observações em luz integral, obtida com fotomultiplicadoras de diferentes comprimentos de onda efetivos (por exemplo, a ‘Azul’ Amperex 56 DVP vs. a ‘Vermelha’ RCA 31034A), incluindo dados em quiescência e em erupção (Warner & Cropper 1983; Warner & O’Donoghue 1987) e, portanto, deve ser olhada com uma certa precaução.

4.4.2 Estimando o parâmetro de viscosidade α

Com base no modelo sugerido por Geertsema & Achterberg (1992), discutido na subseção 2.4.1, estimamos o valor da viscosidade do disco em V2051 Oph.

Se o *flickering* do disco é causado pela flutuação na taxa de dissipação de energia induzida pela turbulência MHD, a amplitude relativa desta componente do *flickering* é uma medida direta da razão $\sigma(D)/\langle D \rangle$. Substituindo a amplitude relativa observada do *flickering* ‘Single’ nas expressões da subseção 2.4.1, nós obtemos $N \simeq 7000$, $L/H \simeq 0.42 (10^2 H/r)^{-1/2}$, e o parâmetro de viscosidade $\alpha \simeq 0.16 (10^2 H/r)^{-1}$. Pelo fato da amplitude relativa do *flickering* ‘Single’ ser constante com o raio, o parâmetro de viscosidade deduzido é o mesmo para todos os raios do disco.

O parâmetro de viscosidade deduzido é significativamente mais alto que o esperado para um disco frio e quiescente no modelo de instabilidade no disco ($\alpha_{cool} \simeq 10^{-2}$). Na realidade, é da ordem da viscosidade esperada para discos quentes durante erupções de novas-anãs ($\alpha_{hot} \simeq 0.1 - 0.2$, veja por exemplo, Lasota 2001). Assim, se a nossa hipótese estiver correta, de que a turbulência MHD é a causa do *flickering* no disco, o parâmetro de viscosidade estimado é desconfortavelmente alto para ser explicado pelo modelo de instabilidade no disco.

Um modo de evitar esta inconsistência é se o disco de acréscimo de V2051 Oph for geometricamente espesso ($H/r > 0.05$). Entretanto, há um problema com este cenário. Isto requer um disco com ângulo de meia-abertura $\beta > 3^\circ$. Na alta inclinação de V2051 Oph, isto nos levaria a um contraste de brilho aparente entre a emissão do hemisfério do disco mais próximo (‘frente’) e o mais afastado (‘fundo’) da estrela secundária, com o lado do ‘fundo’ sendo um fator de pelo menos 2.5 mais brilhante que o lado da ‘frente’¹. Não há evidência de contraste de brilho de frente-fundo em nossos mapas de eclipse da componente de brilho constante.

Uma implicação importante do alto valor calculado para o parâmetro de viscosidade α é que o disco quiescente de V2051 Oph deve estar em um estado estacionário (porque a escala de tempo viscosa resultante, $\simeq 30$ dias, é curta em comparação com a escala de tempo típica entre as erupções, $\simeq 10^3$ dias). Isto está em contradição aparente com o perfil radial de temperatura plano derivado por Baptista & Bortoletto (2004), claramente distinto da lei de $T \propto R^{-3/4}$ esperada para discos opacos estacionários. Porém, o espectro óptico de V2051 Oph é dominado por fortes linhas de Balmer e um salto de Balmer em emissão, indicando uma importante contribuição de gás opticamente fino. Neste caso, a hipótese de que a temperatura de brilho de corpo negro na banda **B** reflete a temperatura efetiva do gás é provavelmente falha e a comparação da distribuição radial de temperatura com os modelos de disco teórico fica possivelmente sem sentido.

¹ Neste exercício não levamos em conta possíveis efeitos de escurecimento de borda que fariam a razão de brilho ser ainda maior do que a assumida.

Capítulo 5

UU Aqr

5.1 Introdução

UU Aqr foi identificada como uma estrela variável desde o início do século passado (Beljawsky 1926). A classificação de UU Aqr tem sido melhorada com o acúmulo de dados. Esta classificação passou de uma variável semi-regular de longo período [μ Cep – $P_{orb} \approx 62,2$ dias (Payne-Gaposchkin 1952)], para uma nova-anã com um disco opticamente fino e baixa taxa de transferência de matéria (\dot{M}) (Volkov, Shugarov & Seregina 1986), e por fim, para uma novóide com disco opticamente espesso e alta \dot{M} (Diaz & Steiner 1991; Baptista, Steiner & Cieslinski 1994).

Volkov, Shugarov & Seregina (1986) classificaram UU Aqr como uma variável cataclísmica de magnitude 13.5 baseando-se no seu eclipse profundo ($\Delta m_v = 1.2$), no *flickering* com escala de tempo de segundos e nas suas cores UBV. Através da análise de dados espectroscópicos, Hessman (1990) confirmou a presença de pico simples para as linhas de emissão. Este autor também propôs que as linhas de emissão podem ser produzidas fora do disco, pela ausência de distúrbio rotacional típico de emissão de discos de acréscimo durante o eclipse da linha de $H\beta$. Diaz & Steiner (1991) realizaram um estudo mais apurado de UU Aqr onde mostraram que o perfil da linha de $H\alpha$ é muito assimétrico e varia com a fase orbital. Eles também sugeriram que UU Aqr deve ser um sistema do tipo novóide, com uma alta taxa de transferência de matéria.

Baptista, Steiner & Cieslinski (1994), com dados obtidos de fotometria multicolor entre 1988 e 1992, obtiveram uma efeméride revisada para os instantes de mínimo e um limite superior para as variações do período orbital. Eles mediram as fases de contato nas curvas

de luz do eclipse para calcular a geometria do sistema e estimar as massas e as dimensões, encontrando uma razão de massa $q = 0,30$, uma inclinação $i = 78^\circ$ e uma anã-branca com $M_{wd} = 0,67$. Esses autores descobriram que o sistema exhibe transições ocasionais de estados de brilho alto para estados de brilho baixo em escalas de tempo de ≈ 4 anos, sendo que a amplitude da mudança de estado é pequena, $\approx 0,2 - 0,3$ mag, comparada com outras novóides (p.e., BH Lyncis: $1,5 - 2,0$ mag, Hoard & Szkody 1997). Também sugeriram, baseados na forma do eclipse e na ausência de uma corcunda proeminente na curva de luz, que UU Aqr é um sistema novóide com uma alta \dot{M} com um disco de acréscimo opticamente espesso e relativamente brilhante. Os ajustes obtidos para os fluxos no meio do eclipse sugerem que as linhas de emissão são formadas numa região estendida que é parcialmente ocultada durante o eclipse.

Baptista, Steiner & Horne (1996) realizaram um estudo de mapeamento por eclipse para UU Aqr, com o mesmo conjunto de dados de Baptista, Steiner & Cieslinski (1994), para os estados de brilho alto e baixo. A distância de UU Aqr que eles estimaram é de $D = 200 \pm 70$ pc. O perfil de temperatura radial para este caso é mais plano do que a lei $T \propto R^{-3/4}$ nas partes internas do disco, o mesmo comportamento encontrado por Rutten, van Paradjis & Tinbergen (1992) nas estrelas SW Sex, sugerindo que UU Aqr pertença a esta subclasse. A comparação dos mapas de eclipse dos estados de brilho alto e baixo revelou que as diferenças eram causadas pelas mudanças na estrutura das partes externas do disco, sendo que o efeito mais notável é o aparecimento de um *bright spot* na borda do disco. Este resultado, junto com o aumento inferido na taxa de acréscimo das partes externas do disco, sugere que as mudanças de brilho observadas são causadas por variações na \dot{M} da estrela companheira.

Honeycutt, Robertson & Turner (1998) observaram UU Aqr por um período de aproximadamente 8 anos, onde detectaram variações de brilho do tipo erupções de novas-anãs entre $0,5 - 1,0$ mag em escalas de tempo de alguns dias. Estes autores chamaram estas erupções de "*stunted outbursts*". Hoard et al. (1998) realizaram espectroscopia de média resolução de UU Aqr durante o seu estado de brilho alto. Eles notaram que o sistema parece ser do tipo SW Sex, confirmando o que havia se previsto por Baptista, Steiner & Horne (1996). O resultado das curvas de largura equivalente das linhas de emissão, da tomografia Doppler e da simulação dos perfis de linhas forneceu evidências sobre a presença de um *bright spot* no lugar de impacto do fluxo de matéria com a borda externa do disco, e de uma estrutura de absorção simétrica e extensa tanto azimutal quanto verticalmente. Uma possível origem explorada por esses autores é que esta estrutura de absorção é resultante do impacto explosivo do fluxo de matéria com o disco. Kaitchuck

et al. (1998) realizaram espectroscopia no óptico e no ultravioleta para UU Aqr. Eles obtiveram a amplitude da velocidade radial da anã-branca a partir da tomografia Doppler na linha de emissão $H\beta$, obtendo valores para os parâmetros da binária bem diferentes daqueles encontrados por Baptista, Steiner & Cieslinski (1994). Segundo Kaitchuck et al., as razões para estas discrepâncias não estão claras, sendo que as possíveis explicações são ou que os pontos de contato do eclipse do *bright spot* foram mal determinados ou que a tomografia Doppler foi mal interpretada.

Vriellmann & Baptista (2002) apresentam resultados do Mapeamento por Eclipse dos Parâmetros Físicos (*Physical Parameter Eclipse Mapping - PPEM*) das curvas de eclipse UBVRI de UU Aqr para os estados de brilho alto e baixo. Eles encontraram um disco que varia durante o estado de brilho alto, sendo um pouco mais estável durante o estado baixo. A diferença entre o estado alto e baixo é expressada como uma mudança no tamanho do disco, que também afeta o tamanho da parte opticamente espessa do disco e o *bright spot*. Através do método de PPEM, estes autores obtiveram uma distância para UU Aqr de 207 ± 10 pc, compatível com as estimativas anteriores.

Apesar destes estudos sobre as observações de UU Aqr, nenhum estudo do *flickering* neste sistema foi realizado até agora. Neste capítulo vamos apresentar um estudo sobre o mapeamento das fontes de *flickering* para este sistema.

5.2 Observações e Análise

As séries temporais de UU Aqr foram obtidas por fotometria diferencial utilizando uma câmera CCD EEV (385×578 pixels, $0,58''$ por pixel) acoplada aos telescópios de 0,60m do LNA (Zeiss e Boller & Chivens), de 1998 a 2002. Todas as observações foram realizadas na banda **B**. A câmera CCD é operada no modo '*frame-transfer*'. Este detector tem uma placa GPS que ajusta seu relógio interno pelo tempo universal (UTC), com uma precisão melhor que 10ms. As observações estão resumidas na Tabela 5.1.

A terceira coluna da tabela mostra a resolução temporal das observações em segundos (Δt), a sétima coluna indica o número do eclipse (E) e a última coluna fornece uma estimativa da qualidade das observações. O '*seeing*' durante as observações variou entre $1.5''$ e $2.5''$. O conjunto de dados é formado por 40 curvas de luz de eclipse. As curvas de luz obtidas em 2002 não foram incluídas na análise a seguir por corresponderem a um estado de brilho consideravelmente mais alto ($\Delta B > 1\text{mag}$) que o restante dos dados, e apresentarem modulação de brilho de até $\sim 0,3$ mag fora do eclipse. Naquele ano foram coletadas 5 curvas de eclipse, num período de ~ 6 dias, e todas são notavelmente

diferentes, tanto na forma do eclipse como no estado de brilho. Possivelmente, neste período das observações UU Aqr estava passando por um "*stunted outburst*". Assim, o conjunto de curvas de luz utilizado na nossa análise possui 34 curvas de eclipse.

Para a obtenção das curvas de luz utilizamos o mesma combinação de instrumentos e telescópio, para assegurar um alto grau de uniformidade ao conjunto de dados. Os procedimentos de redução de dados estão descritos na seção 3.3.1. A análise do fluxo relativo da estrela de comparação em todas as observações indica que o erro interno da fotometria é menor que 2%. O erro na fotometria da estrela variável é calculado do ruído de contagem de fótons e é transformado para unidades de fluxo usando a mesma relação aplicada aos dados. As curvas de luz individuais têm relações sinal-ruído típicas de $S/N = 50-70$ fora do eclipse e de $S/N = 10-30$ no meio do eclipse.

As curvas de luz foram colocadas em fase de acordo com a efeméride linear (Borges 2005, comunicação privada),

$$T_{MID} = DJH \ 2\,446\,347,2659 + 0.163\,804\,9430 \times E \quad (5.1)$$

onde DJH signifca Data Juliana Heliocêntrica.

As curvas de luz individuais de UU Aqr, sobrepostas em fase, estão mostradas na Fig. 5.1. Para confirmar que todas as variações vistas no painel inferior são intrínsecas à variável, no painel superior mostramos as curvas de luz de uma estrela de comparação de brilho semelhante, onde podemos verificar que o seu nível médio de fluxo é constante ao longo do período das observações. O espalhamento ao redor do fluxo médio em UU Aqr é perceptivelmente maior do que na estrela de comparação de brilho semelhante e é causado pelo *flickering*. Dentro do conjunto de dados encontramos uma diferença de brilho de $\simeq 0,3\text{mag}$ entre as curvas de luz de 1998-2001 e 1999-2000. Este valor é o mesmo encontrado por Baptista, Steiner & Cielinski (1994) e Honeycutt, Robertson & Turner (1998), e é associado a variações na \dot{M} da estrela companheira. Podemos observar que, dentro de uma determinada missão observacional (~ 5 dias), os dados possuem o mesmo estado de brilho. Consequentemente, as mudanças de brilho em consideração ocorrem em escalas de tempo mais longas do que pelo menos alguns dias.

Diferentemente do procedimento adotado para a análise dos dados de V2051 Oph, neste caso fizemos um análise conjunta de todos os dados, combinando as curvas correspondentes aos estados alto e baixo de brilho. Nossa justificativa para esta escolha é que: i) a quantidade de curvas de luz cobrindo o estado de baixo brilho é $\lesssim 25\%$ do total do conjunto de curvas de luz e produziria uma curva de *flickering* de baixa qualidade

Tab. 5.1: Jornal das observações

Data	Início (UT)	Δt (s)	N exp	$\phi_{inicial}$	ϕ_{final}	E (ciclo)	Q
1998 Ago 21	02:54	10	902	0.247	-0.115	28734	A
	05:33	10	562	-0.079	0.318	28735	A
1998 Ago 23	00:46	15	251	-0.068	0.196	28746	B
1998 Ago 24	23:47	10	520	-0.205	0.158	28752	A
	04:15	10	350	-0.072	0.174	28753	A
1998 Ago 26	23:02	7	1199	-0.172	0.422	28764	B
	02:08	7	1668	-0.383	0.442	28765	B
1998 Ago 27	01:31	8	1429	0.457	0.361	28771	B/C
	04:37	10	270	0.365	-0.350	28771	B/C
	05:47	20	299	-0.338	0.081	28772	B/C
1998 Ago 28	03:13	15	236	0.118	0.368	28777	C
1998 Ago 29	01:11	10	471	-0.282	0.117	28783	C
1999 Ago 11	05:20	10	234	0.049	0.214	30905	B
1999 Ago 12	23:44	10	898	-0.259	0.375	30910	B
	03:37	10	885	-0.273	0.398	30911	B
1999 Ago 13	23:16	10	1305	-0.269	-0.325	30916	B
	03:22	10	1863	-0.226	0.102	30917/918	B
2000 Ago 25	00:18	10	999	-0.213	0.493	33227	B
	03:28	10	565	-0.406	0.025	33228	C
	05:12	10	282	0.035	0.234	33228	C
2000 Ago 30	02:04	10	527	-0.196	0.270	33258	C
2001 Ago 14	00:47	10	499	-0.018	0.334	35391	B/C
	02:14	10	151	0.354	0.460	35391	B/C
	05:38	10	538	0.217	-0.402	35393	B/C
2001 Ago 15	23:24	10	1079	-0.255	-0.492	35397	B
	02:42	10	1485	-0.415	-0.365	35398	B
2001 Ago 16	23:09	15	875	-0.206	-0.278	35403	B
	03:31	15	749	-0.091	-0.298	35404	B
	06:40	15	370	-0.290	0.103	35405	B
2001 Ago 17	23:01	15	1272	-0.126	0.233	35409/10	B
	04:33	15	820	0.281	0.150	35411	B
2001 Ago 18	02:45	15	381	-0.061	0.341	35416	C
2001 Ago 19	02:06	15	346	-0.115	0.129	35422	B/C
	06:06	15	192	-0.094	0.108	35423	B/C
2002 Ago 06	04:33	10	608	0.354	-0.193		B
2002 Ago 07	03:37	10	573	0.231	-0.370		B
2002 Ago 08	01:30	10	410	-0.196	0.091	37586	B/C
	05:05	10	533	-0.282	0.093	37587	B/C
2002 Ago 09	00:56	10	870	-0.227	0.387	37592	B/C
2002 Ago 11	00:17	10	1125	-0.165	-0.369	37604	B/C

Condições do céu: **A**= fotométrico (estrela de referência estável);

B= bom (algumas variações no céu);

C= Ruim (grandes variações e/ou nuvens)

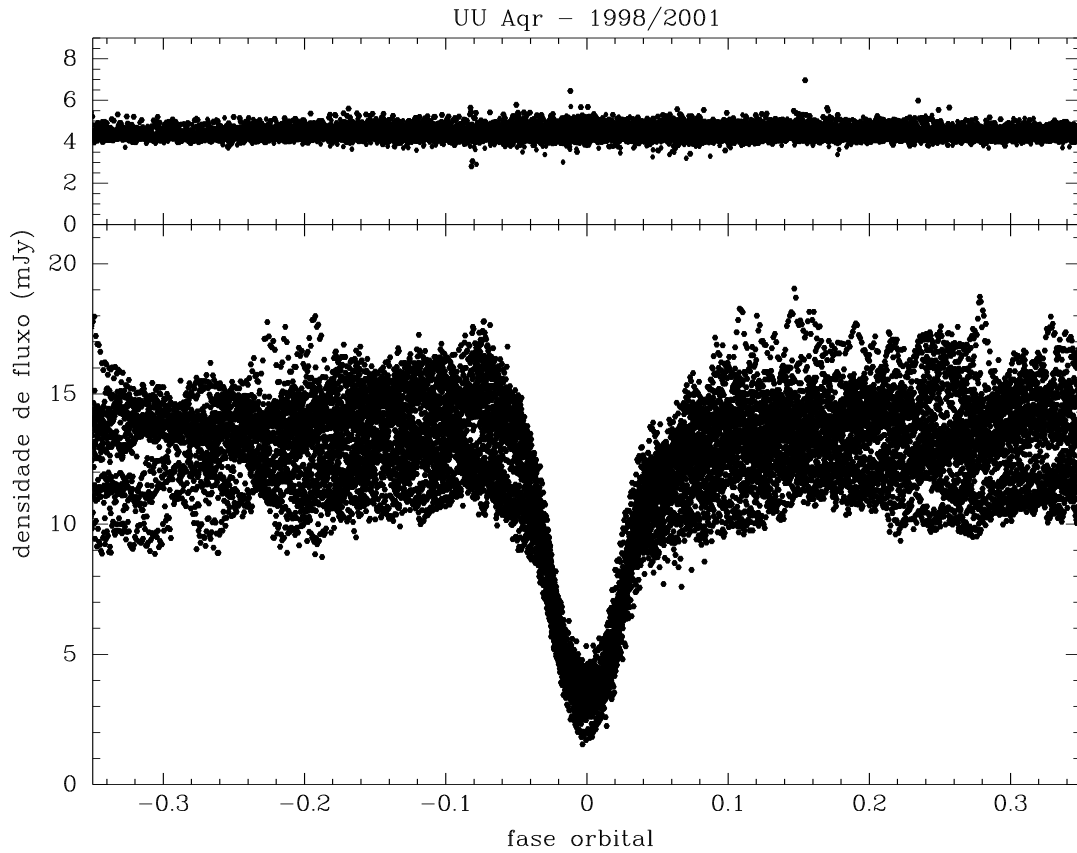


Fig. 5.1: Curvas de luz de UU Aqr. O quadro inferior mostra as curvas de luz obtidas entre 1998 e 2001. No quadro superior temos as curvas de luz de uma estrela de comparação de brilho semelhante para os mesmos períodos.

$[(S/N)_{flick} < 5]$; e ii) não se observa diferença na amplitude do *flickering* entre os dados dos dois estados de brilho que sugira uma dependência da amplitude com o estado de brilho. Por isto, realizamos uma análise única para todos os dados.

As curvas de luz da componente de brilho constante, das variações seculares e de *flickering* ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’ foram obtidas seguindo o processo descrito na sec. 2.4.2. Para o cálculo da curva de *flickering* ‘*Single*’ utilizamos um filtro de mediana de 190s seguido de um filtro estreito de média deslizando de 30s. O fluxo fora do eclipse, f_{ref} , que usamos para obter a curva de *flickering* ‘*Ensemble*’, foi calculado para a região em fase de $+0,15$ a $-0,15$. Como uma forma de checar a consistência dos dados, repetimos os procedimentos de análise com subconjuntos de curvas de luz pelos métodos ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’ para cada estado de brilho. Como esperado, as incertezas nas curvas de *flickering* aumentam com a redução no número de curvas do subconjunto. Contudo, os resultados não são sensíveis a um subconjunto particular de curvas de luz e são os mesmos

dentro das incertezas.

5.3 Resultados

5.3.1 Morfologia das curvas de luz

As curvas média (ou componente de brilho constante), da variação secular, e do *flickering* ‘*Ensemble*’ e ‘*Single*’ estão mostradas na Fig. 5.2. A curva de luz da componente de brilho constante apresenta um eclipse suave e profundo, com o fundo do eclipse diferente de zero e uma assimetria nas fases de egresso, sugerindo que este objeto tenha um disco brilhante e relativamente extenso e um *bright spot* pouco pronunciado. O nível do fluxo para as fases anteriores ao eclipse é um pouco maior que o nível posterior ao egresso, isto é um indicativo de que há uma pequena contribuição de uma fonte anisotrópica.

A curva da variação secular apresenta um ingresso mais abrupto começando antes do eclipse das partes internas, e um egresso mais suave e longo sugerindo a existência de uma fonte central, não compacta, e uma fonte adicional assimétrica (na região do *bright spot* e do fluxo de matéria da secundária) relativamente mais brilhante do que na componente de brilho constante.

A curva ‘*Ensemble*’, que amostra preferencialmente as componentes de baixa frequência, é visivelmente diferente da componente estacionária. Seu eclipse é mais largo que o eclipse da componente estacionária, tendo seu ingresso desvinculado do ingresso das partes centrais do disco e do *bright spot*. Podemos observar também que, a curva apresenta o egresso de duas fontes distintas, uma em fase anterior e outra em fase posterior ao egresso da anã-branca. A curva ‘*Single*’ apresenta um eclipse bastante raso, suave e mais largo que o eclipse da anã-branca. A baixa amplitude desta curva vem do fato de que somente as componentes de mais alta frequência (e baixa amplitude) compõem esta curva. A amplitude do *flickering* ‘*Single*’ é comparável à contribuição do ruído poissoniano (mostrada na Fig. 5.2 como uma linha cheia no mesmo painel da curva de *flickering* ‘*Ensemble*’). Assim, a análise desta curva deve ser cercada de certa cautela, uma vez que qualquer erro de avaliação do ruído poissoniano tem grande influência na determinação da curva de *flickering* ‘*Single*’.

Apesar do *bright spot* ter uma contribuição significativa para a componente de brilho constante e da variação secular em UU Aqr, ele não contribui perceptivelmente para o *flickering* nem na curva ‘*Ensemble*’, nem na curva ‘*Single*’

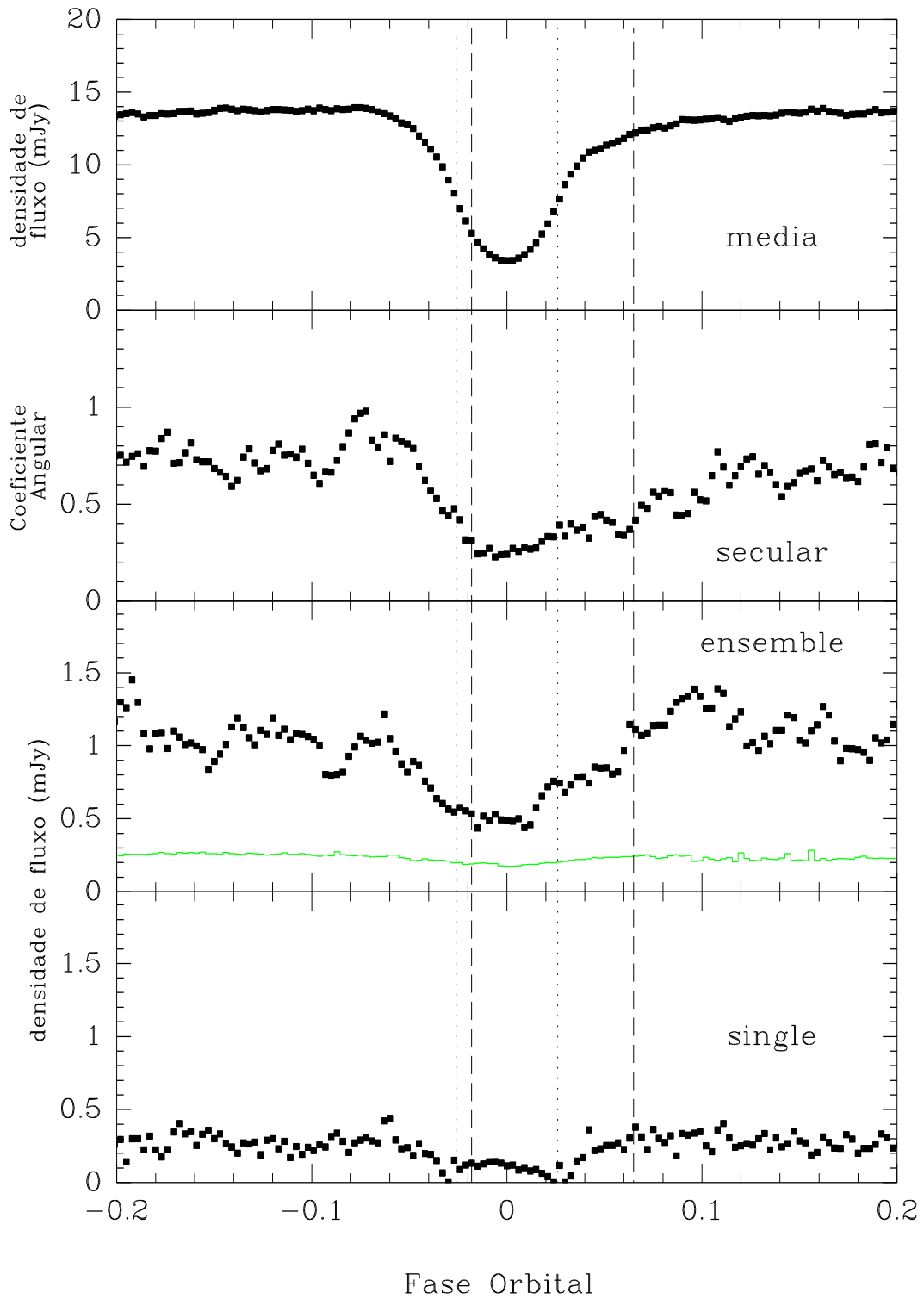


Fig. 5.2: De cima para baixo: Curva média (da componente de brilho constante); a curva da variação secular; a curva ‘Ensemble’ (a curva mais baixa neste painel indica a contribuição do ruído Poissoniano, $\sigma_p(\phi)$, para o espalhamento total); a curva ‘Single’. As fases de ingresso/egresso da anã-branca e do *bright spot* estão indicadas, respectivamente, por linhas verticais tracejadas e pontilhadas.

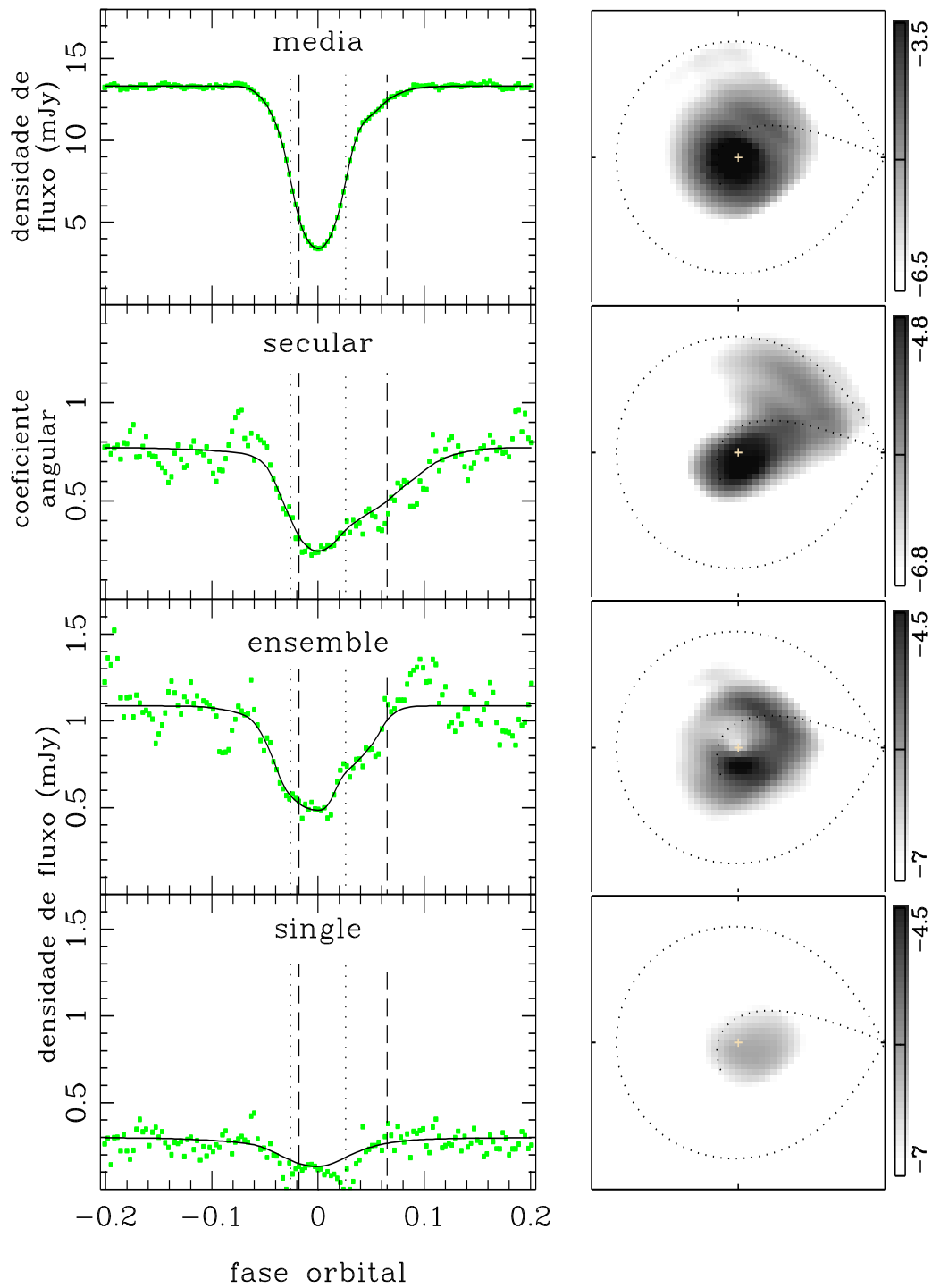


Fig. 5.3: Esquerda: as curvas de luz da componente de brilho constante, da variação secular e do *flickering* (pontos) e os modelos dos mapas de eclipse correspondentes (linhas sólidas). As linhas pontilhadas verticais marcam as fases de ingresso/egresso da anã-branca e do *bright spot*. Painéis à direita: os mapas de eclipse correspondentes numa escala logarítmica de tons de cinza. A escala de intensidade em cada caso está indicada na barra de escala de cinza correspondente. A notação das linhas verticais é mesma da Fig. 5.2.

5.3.2 Estrutura do disco de acréscimo

Na Fig. 5.3 temos as curvas de luz e os ajustes que o método de mapeamento fornece (à esquerda) e os mapas da componente de brilho constante, da variação secular e do *flickering* (à direita). As distribuições radiais de intensidade deste mapa estão mostradas na Fig. 5.4.

O mapa da componente de brilho constante apresenta uma fonte centrada com uma pequena contribuição de fonte assimétrica (possivelmente o *bright spot*), sendo muito semelhante ao perfil encontrado por Baptista, Steiner & Horne (1996), na curva da banda **B** no alto estado de brilho. Isso deve-se ao fato de que no conjunto analisado temos mais curvas no estado alto do que no estado baixo. A distribuição de intensidade do mapa da componente de brilho constante apresenta uma curva com uma inclinação acentuada, mas uma leve mudança para $R_d/R_{L1} \approx 0,3$ (diferente do que foi encontrado para V2051 Oph (Sec. 4.3.2)).

O mapa da variação secular mostra uma fonte no centro do disco centrada na anã-branca, explicado pelo aumento maior de brilho nas partes internas do disco quando aumentamos a taxa de acréscimo pelo modelo padrão. Uma outra fonte, assimétrica, na região do *bright spot*, também contribui para a variação secular. Esta assimetria indica que as variações de longo termo estão relacionadas a mudanças na taxa de transferência de matéria pela estrela secundária, e que se refletem numa variação de brilho do *bright spot*. Como consequência o perfil de intensidade é plano para as partes internas do disco $R_d/R_{L1} < 0,2$ e é afetada pelas fontes ao longo do feixe de matéria.

O mapa de *flickering* de baixa frequência (*‘Ensemble’*) é diferente dos mapas anteriores. Ele mostra uma distribuição de brilho em forma de anel, com duas fontes assimétricas que não coincidem com a posição da anã-branca ou *bright spot* e que estão aproximadamente diametralmente opostas em relação ao centro do mapa. Este mapa tem as mesmas características que o mapa de IP Peg no declínio da erupção em 1993 (Baptista, Haswell & Thomas 2002). Em Baptista, Haswell & Thomas (2002), as estruturas assimétricas encontradas foram associadas à emissão aumentada de braços espirais produzidos por efeitos de maré que ocorrem quando o disco se expande durante as erupções. Em UU Aqr o disco de acréscimo é extenso o bastante para permitir que efeitos de maré produzam precessão do disco e choques espirais de longa duração. A curva de luz se assemelha às curvas obtidas por modelos que simulam braços espirais em disco de acréscimo de variáveis cataclísmicas (Baptista et al. 2005). A emissão das estruturas espirais pode passar despercebida se olharmos a componente de brilho constante graças à diluição pela forte emissão do disco, mas pode se tornar importante para o *flickering* se as estruturas espirais corresponde-

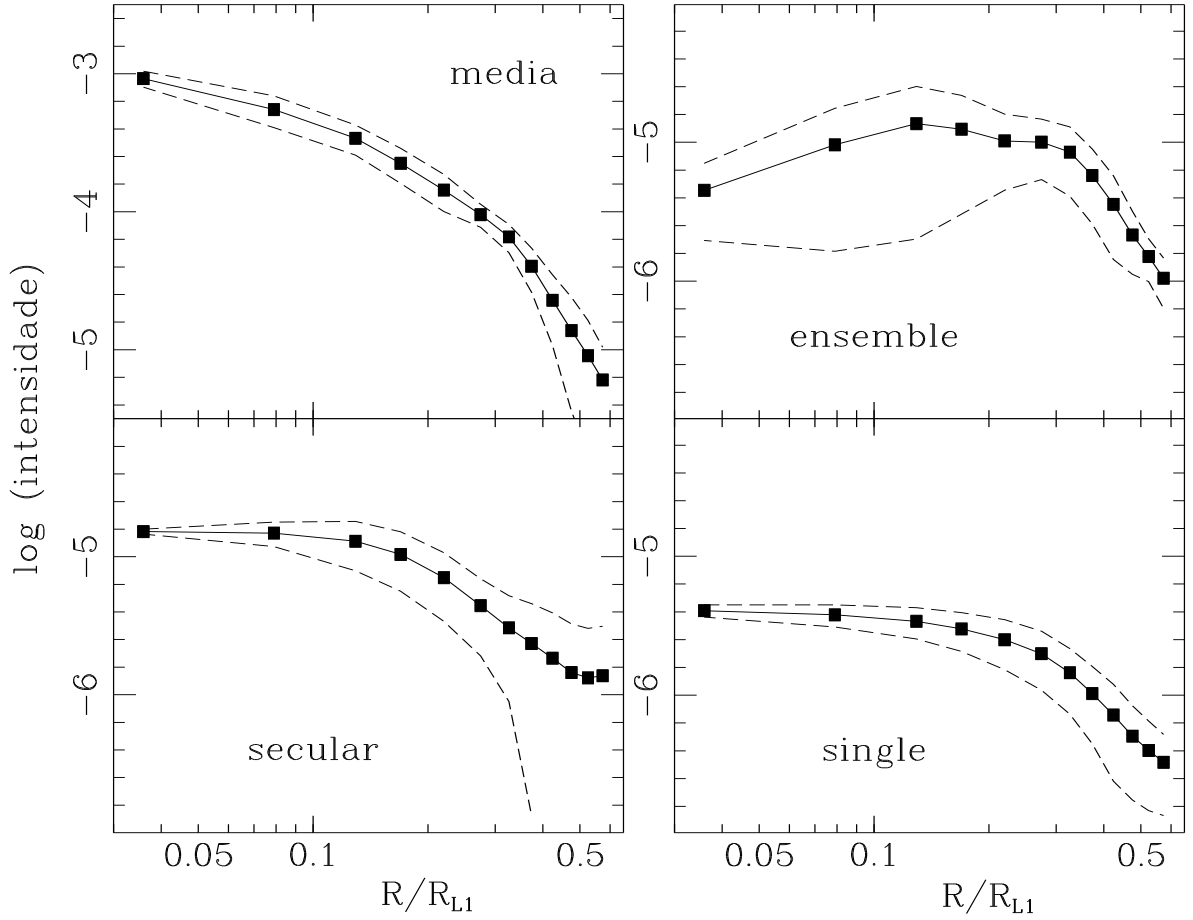


Fig. 5.4: Distribuição radial de intensidade da componente de brilho constante (painel à esquerda, acima), da variação secular (painel à esquerda, embaixo), dos mapas de eclipse ‘Ensemble’ (painel à direita, acima) e ‘Single’ (painel à direita, embaixo). Linhas tracejadas mostram os limites de 1- σ na intensidade média para um determinado raio. A abscissa está em unidades da distância do centro do disco ao ponto Lagrangeano interno R_{L1} .

rem ao local onde o fluxo de gás inhomogêneo da secundária colide com o gás no disco e perde/irradia energia. A distribuição radial de intensidade mostra uma emissão maior em raios intermediários ($0,1 - 0,4R_{L1}$), refletindo as duas fontes assimétricas de brilho.

O mapa ‘Single’ é bem diferente do ‘Ensemble’. Existe uma evidência marginal de que o eclipse na curva ‘Single’ é mais largo do que o eclipse das partes centrais do disco, o que resulta numa distribuição de brilho com máximo deslocado para o ponto Lagrangeano L1. Não há presença do *bright spot*, o que indica que esta componente contribui pouco para o *flickering* ‘Single’. A distribuição de brilho é plana até $R_d/R_{L1} \approx 0,1$ e sem assimetrias causadas pelo *bright spot*, como na nova-anã V2051 Oph. Entretanto, a baixa confiabilidade da curva de *flickering* ‘Single’ impede de obter uma conclusão firme a respeito. A

distribuição de intensidade do mapa ‘*Single*’ cai mais lentamente que a distribuição da componente de brilho constante, fazendo com que a amplitude do *flickering* ‘*Single*’ (altas frequências) *aumente* com o raio. Este é também um resultado marginal, graças à baixa confiabilidade da curva/mapa ‘*Single*’.

Nós usamos simulações de Monte Carlo para ter uma avaliação da significância estatística das estruturas observadas nos mapas do *flickering*. As incertezas estatísticas nos mapas de eclipse são estimadas com um procedimento de Monte Carlo (Rutten, van Paradjis & Tinbergen 1992). Para uma dada curva de entrada, um conjunto de 20 curvas artificiais é gerado, sendo que os pontos dos dados são independente e randomicamente variados de acordo com uma distribuição Gaussiana, com um desvio padrão igual à incerteza no ponto. As curvas artificiais são ajustadas com o algoritmo de mapeamento por eclipse para produzir um conjunto de mapas de eclipse randômicos. Estes mapas são combinados para produzir um mapa médio e um mapa dos resíduos com relação à média, que gera uma incerteza estatística em cada pixel. As incertezas obtidas com este procedimento são usadas para estimar os erros nas distribuições de intensidade. Cada mapa de *flickering* foi dividido pelo mapa dos resíduos (em relação ao mapa médio) para produzir um mapa do inverso dos erros relativos, ou um mapa de relação sinal-ruído (Harlaftis et al. 2004). Os mapas de S/N estão sobrepostos aos mapas de *flickering* correspondentes como linhas de contorno para S/N=6, 8 e 12 na Fig. 5.5. Pode-se ver que a significância estatística nos dois mapas de *flickering* é maior que 6σ . A curva ‘*Ensemble*’ têm S/N maior e resulta num mapa com uma significância estatística igualmente maior.

A Fig. 5.6 mostra a amplitude relativa do *flickering* de baixa (‘*Single*’) e alta (‘*Ensemble*’) frequência em função do raio. Estas curvas são obtidas dividindo-se a distribuição radial de intensidade de cada mapa de *flickering* pelo mapa da componente de brilho constante. A amplitude relativa do *flickering* aumenta com o raio. A amplitude do *flickering* ‘*Ensemble*’ é consistentemente maior que do *flickering* ‘*Single*’ (que possui somente as componentes de alta frequência) em todos os raios. O *flickering* de baixa frequência ocorre predominantemente nas partes externas do disco, com amplitudes entre 10–20 por cento, e está provavelmente associado às inomogeneidades no processo de transferência de matéria pela secundária. O *flickering* de alta frequência tem uma distribuição de amplitude relativa mais plana, mas que também aumenta com o raio, crescendo de $\simeq 1\%$ em $0,1R_{L1}$ até $\simeq 4\%$ em $0,5R_{L1}$. Vale ressaltar que este resultado também é marginal (a distribuição é consistente com uma distribuição plana de amplitudes se levarmos em conta as incertezas ao nível de 1-sigma).

Para obter o espectro de potência para este conjunto de dados, utilizamos o mesmo

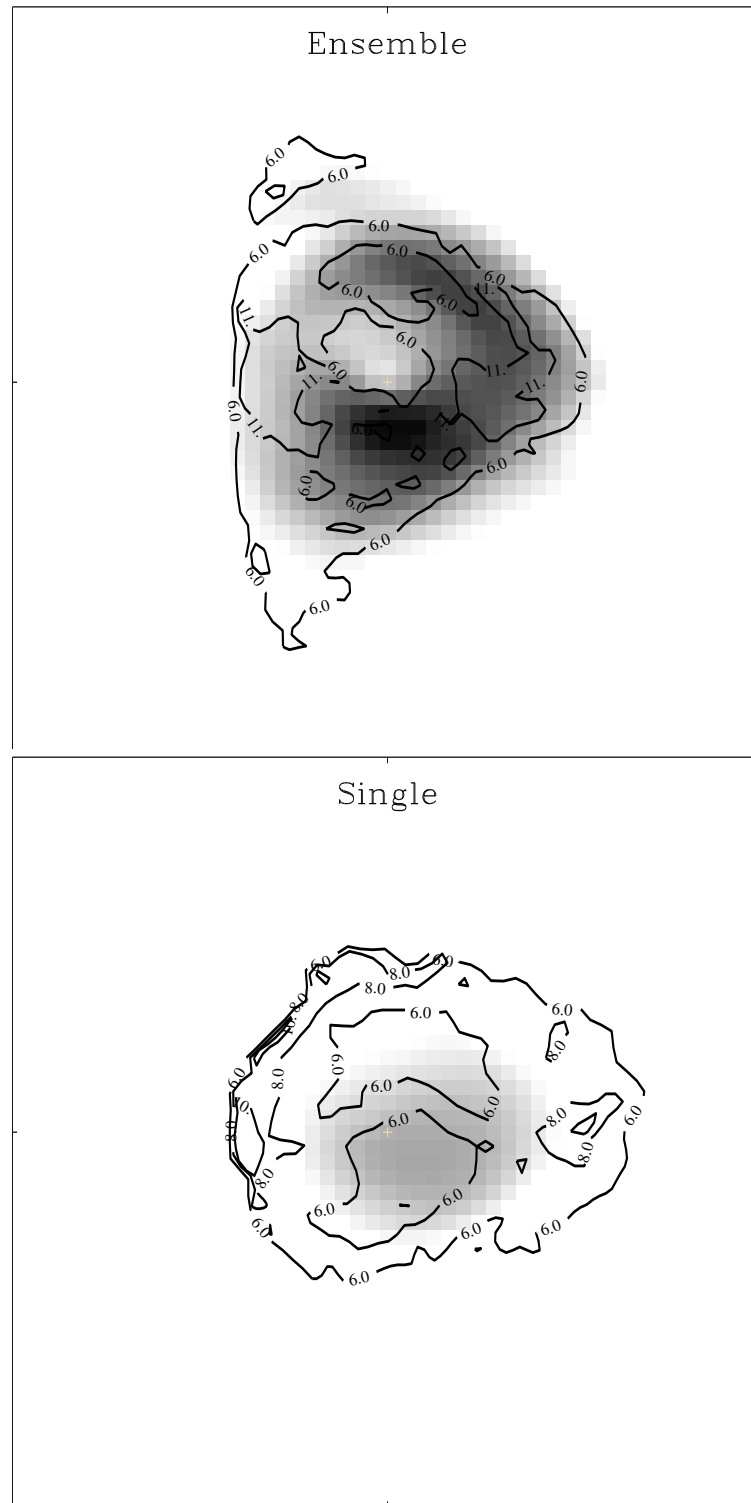


Fig. 5.5: A significância estatística dos mapas de *flickering*. As linhas de contorno para $S/N=6$, 8 e 11 estão sobrepostas nos mapas ‘Ensemble’ e ‘Single’ correspondentes da Fig. 5.4.

processo descrito na seção 4.3.3 para obter os periodogramas Lomb-Scargle médios. A

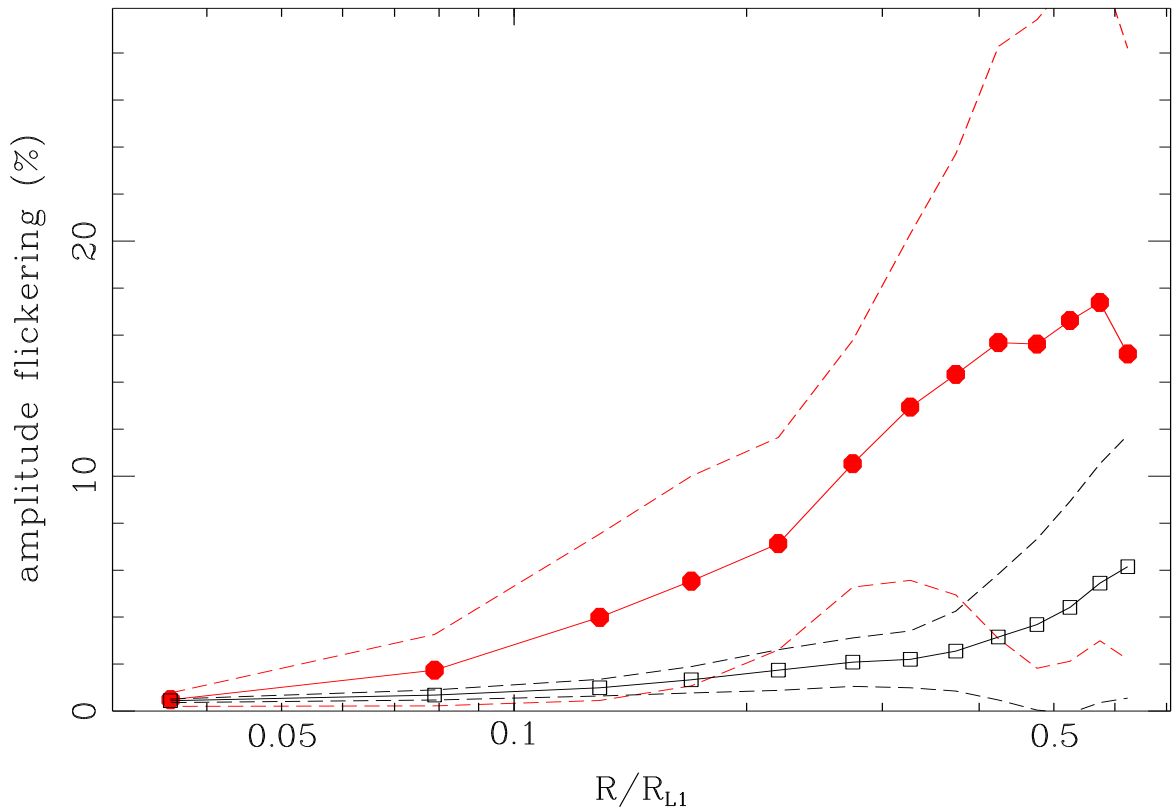


Fig. 5.6: A amplitude relativa do *flickering* em função do raio do disco para os mapas 'Ensemble' (círculos cheios) e 'Single' (quadrados abertos). A notação é a mesma usada na Fig. 5.4.

Fig. 5.7 mostra o espectro da densidade de potência médio (PDS) combinados para uma resolução de 0.033 unidades em frequência logarítmica. As linhas pontilhadas indicam os limites de $1\text{-}\sigma$ sobre a potência média. O PDS mostra uma distribuição plana para as baixas frequências, enquanto que as frequências mais altas são bem descritas por lei de potência $P(f) \propto f^\alpha$ com $\alpha = -1,55$. A frequência na qual a distribuição se torna plana é $f_c = 6 \times 10^{-4}$ Hz ($t_c = 27,8$ min). As inclinações das distribuições de PDS são consistentes com as que foram vistas em outras variáveis cataclísmicas, que podem ser bem descritas para as altas frequências por uma lei de potência com um expoente médio $\alpha = -2,0 \pm 0,8$ (Bruch 1992).

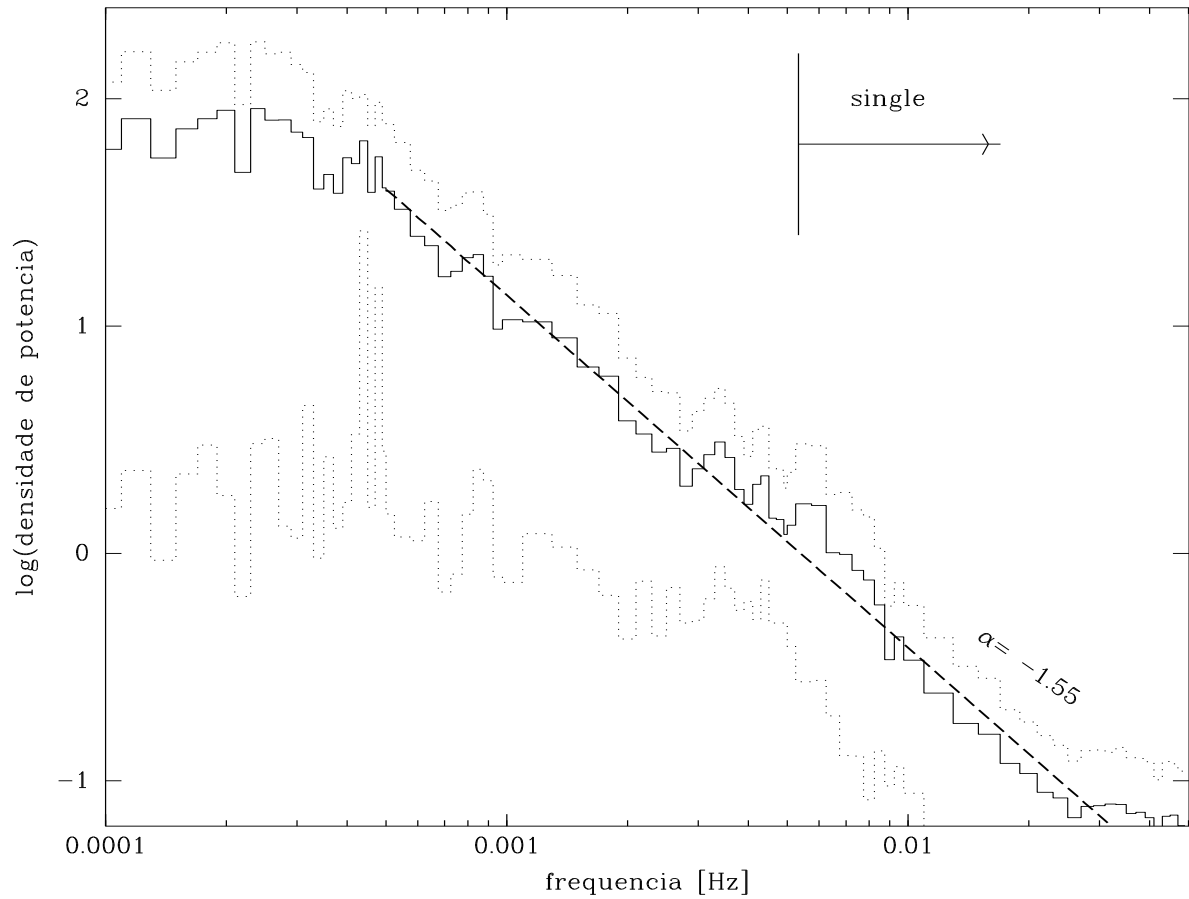


Fig. 5.7: Espectro da densidade de potência média. As linhas pontilhadas mostram os limites de $1\text{-}\sigma$ na potência média em cada caso. A lei de potência de melhor ajuste $P(f) \propto f^\alpha$ está mostrada como uma linha tracejada. A inclinação correspondente também está indicada. Um traço vertical indica a frequência de corte inferior do processo de filtragem para o cálculo da curva de espalhamento 'Single'.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Realizamos simulações com curvas de luz artificiais para verificar a habilidade do método de mapeamento por eclipse em reconstruir as distribuições das fontes de *flickering*. Para estas simulações, produzimos programas capazes de gerar curvas orbitais de luz artificiais com *flickering*. Através da análise das curvas de *flickering* obtidas destes conjuntos de curvas de luz artificiais, conseguimos quantificar parâmetros essenciais para a realização de um bom experimento de *flickering* com o método de mapeamento por eclipse. Entre os parâmetros de entrada que usamos na nossa análise estão: o número de curvas de luz que constitui o conjunto analisado $[N_c]$, a resolução em fase das curvas de luz $[\Delta\phi_{dados}]$, a qualidade das curvas que estão sendo analisadas $[(S/N)_{dados}]$, a qualidade da curva de *flickering* que foi criada $[(S/N)_{flick}]$, e a resolução em fase aplicada aos métodos ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’ $[\Delta\phi_{flick}]$. Após a análise, verificamos que há dois outros parâmetros englobando todos os parâmetros anteriores. São eles: número de pontos por *bin* $[N_{bin}]$ e a razão entre a amplitude do *flickering* e a qualidade das curvas de luz do conjunto analisado $[\Sigma_F/\Sigma_P]$.

A qualidade da curva de *flickering* responde ao número de pontos por *bin* da seguinte forma: $(S/N)_{flick} \propto \sqrt{N_{bin}}$, diferindo por um fator dado por Σ_F/Σ_P . Como resultado de nossas simulações concluímos que, para se realizar um bom experimento de mapeamento das distribuições de *flickering* é necessário ter uma combinação destes dois parâmetros; p. ex.: para $\Sigma_F/\Sigma_P \gtrsim 4$ temos que ter $N_{bin} \gtrsim 50$.

Como resultado do nosso projeto observacional obtivemos conjuntos de dados de V2051 Oph, ao qual aplicamos toda nossa análise. Para este objeto temos os seguintes parâmetros: $\Sigma_F/\Sigma_P \sim 4 - 6$, $N_{bin} = 50 - 65$, para os estados de brilho fraco e brilhante respectivamente. Nós aplicamos os métodos ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’ para um con-

junto uniforme de curvas de luz de V2051 Oph para calcular a dependência orbital da componente de brilho constante, variações seculares e das componentes de *flickering* (de alta e baixa frequência). Os dados foram agrupados em dois níveis diferentes de brilho, os estados **fraco** e **brilhante**. As diferenças no nível de brilho são causadas por variações na taxa de transferência de massa da estrela secundária ocorrendo numa escala de tempo mais longa do que alguns dias e mais curto que 1 ano. Esse fluxo aumenta por somente 10% do estado fraco para o estado brilhante, enquanto que o fluxo do disco aumenta por um fator 2.

Mapas de eclipse da componente de brilho constante mostram distribuições de brilho assimétricas com um aumento na emissão ao longo da trajetória balística, sendo uma evidência de transbordamento do fluxo de gás. O máximo da emissão ao longo do fluxo de gás acontece na posição mais próxima da anã-branca. O *bright spot* e a região do fluxo de gás são mais pronunciados no mapa do estado brilhante, de acordo com a alta taxa de transferência de matéria inferida para este nível de brilho. Fora isto, os mapas de eclipse dos estados fraco e brilhante e das variações seculares são semelhantes, mostrando uma distribuição radial de intensidade plana nas regiões mais internas do disco ($I \propto R^{-0.3}$) que diminui nitidamente para $R > 0.23 R_{L1}$ (com uma inclinação $I \propto R^{-2}$). Estas semelhanças nos levam a concluir que o disco quiescente de V2051 Oph responde a mudanças na taxa de transferência de massa de um modo homólogo.

Nossa análise dos mapas de *flickering* revela a existência de duas fontes diferentes de *flickering* em V2051 Oph que leva à variabilidade em frequências distintas. O *flickering* de baixa frequência surge principalmente no fluxo de gás transbordante e está ligado ao processo de transferência de matéria. Sua emissão máxima acontece na posição onde o fluxo de gás está mais próximo da anã-branca e a amplitude alcança 10 – 25% da intensidade da luz constante no mesmo local. No estado brilhante há uma contribuição adicional do centro do disco e uma componente não-eclipsada extra de 8% da luz total, que pode indicar a produção de um vento verticalmente extenso inhomogêneo ou turbulento das regiões internas do disco. Transferência de matéria instável ou turbulência gerada após o choque entre o material do disco e o fluxo de matéria podem ser responsáveis por esta componente de *flickering*.

O *flickering* de alta frequência é produzido no disco de acréscimo. Esta componente está espalhada sobre o disco com uma distribuição radial semelhante ao do mapa da componente de brilho constante e não mostra evidência da emissão do *bright spot*, do fluxo de gás ou da anã-branca. Esta componente de *flickering* do disco tem uma amplitude relativa de cerca de 3% da luz constante, independente do raio do disco e do estado

de brilho. Se o *flickering* do disco é causado por flutuações na taxa de dissipação de energia induzida por turbulência MHD, sua amplitude relativa conduz a um parâmetro de viscosidade $\alpha \simeq 0.1 - 0.2$ em todos os raios para o disco quiescente de V2051 Oph. Este valor parece ser desconfortavelmente alto para ser acomodado no modelo de instabilidade do disco.

Analizamos também conjuntos de dados da novóide UU Aqr. Para este objeto temos os seguintes parâmetros: $\Sigma_F/\Sigma_P \sim 4, 4$, $N_{bin} = 140$. Nós aplicamos os métodos ‘*Single*’ e ‘*Ensemble*’ para um conjunto de curvas de luz de UU Aqr, e calculamos a dependência orbital da componente de brilho constante, da variação secular e da componente de *flickering*. Este objeto apresenta estado de brilho “alto” e “baixo” (Baptista, Steiner & Cielinski 1994; Honeycutt, Robertson & Turner 1998), como V2051 Oph. Porém, como a quantidade de curvas de luz cobrindo o estado de baixo brilho é insuficiente para obter uma curva de *flickering* de boa qualidade $[(S/N)_{flick} < 5]$ e não existindo uma indicação de que a amplitude dependesse do estado de brilho, realizamos uma análise única para todos os dados.

O mapa da componente de brilho constante apresenta uma fonte centrada com uma pequena contribuição de fonte assimétrica (possivelmente o *bright spot*), sendo muito semelhante ao perfil encontrado por Baptista, Steiner & Horne (1996), na curva da banda **B** no alto estado de brilho. Fontes de brilho ao longo do fluxo de matéria, no mapa da variação secular, indicam que as variações de longo termo estão relacionadas a mudanças na taxa de transferência de matéria pela estrela secundária, e que se refletem numa variação de brilho do *bright spot*.

Na análise do mapa de *flickering* de baixa frequência (‘*Ensemble*’) encontramos uma distribuição de brilho em forma de anel com duas fontes assimétricas que não coincidem com o centro do brilho. Baptista, Haswell & Thomas (2002) encontram essas estruturas assimétricas no mapas de IP Peg e associaram essas estruturas à emissão aumentada de braços espirais produzidos por efeitos de maré que ocorrem quando o disco se expande durante as erupções. Em UU Aqr o disco de acréscimo é extenso o bastante para permitir que efeitos de maré produzam precessão do disco e choques espirais de longa duração. A emissão das estruturas espirais pode passar despercebida se olharmos a componente de brilho constante por estar diluído na forte emissão do disco. O mapa ‘*Single*’ é bem diferente do ‘*Ensemble*’. Existe uma evidência marginal de que o eclipse na curva ‘*Single*’ é mais largo do que o eclipse das partes centrais do disco, o que resulta numa distribuição de brilho com o máximo deslocado para o ponto Lagrangeano L1. Entretanto, neste caso não temos significância estatística suficiente para uma conclusão firme a respeito.

A distribuição de intensidade do mapa '*Single*' cai mais lentamente que a distribuição da componente de brilho constante, fazendo com que a amplitude do *flickering* '*Single*' (altas frequências) *aumente* com o raio. Este é também um resultado marginal, graças à possíveis erros sistemáticos que podem ter sido introduzidos na curva/mapa '*Single*'.

Estudos prévios sugerem que o *flickering* possa ter origem em duas fontes separadas, o *bright spot* e uma região interna e turbulenta do disco (Warner 1995; Bruch 2000). Nosso experimento de mapeamento do *flickering* revela uma situação mais complexa, no qual o *flickering* produzido nas regiões internas do disco, na realidade, pode ter a mesma origem do *flickering* do *bright spot*, ou seja, o processo de transferência de massa. O *flickering* causado pelo fluxo de gás nas regiões internas do disco pode ser mais importante do que o *flickering* do disco se o transbordamento do fluxo ocorrer em uma nova-anã quiescente, porque a contribuição do *flickering* do disco neste caso é pequena (já que o próprio disco é relativamente fraco). O *bright spot* também contribui para o *flickering*, embora seja uma fonte secundária comparada com o fluxo de gás interno nesta situação. Por outro lado, se a amplitude do *flickering* do disco é uma fração fixa da luz do disco estacionário, esta se tornará a fonte de *flickering* dominante e pode aparecer um aumento principalmente das regiões mais internas do disco em sistemas tipo-nova com uma alta \dot{M} , uma vez que o brilho superficial dos discos opacos e brilhantes destes sistemas diminui rapidamente com o raio. Verificamos também que a determinação da componente de *flickering* do disco fornece um modo novo e independente para estimar o parâmetro de viscosidade do disco α .

Assim, como continuação deste trabalho pretendo completar o conjunto de dados dos objetos escolhidos, e após completar o banco de dados, poderei ter uma idéia um pouco mais ampla das fontes de *flickering* em variáveis cataclísmicas. Sendo que, o próximo passo será produzir modelos físicos para o *flickering* utilizando o método de mapeamento por eclipse como ferramenta desta nova análise.

REFERÊNCIAS

- Baptista R., Steiner J. E., 1993, *A&A*, **277**, 331
- Baptista R., Steiner J. E., Cieslinski D., 1994, *ApJ*, **433**, 332
- Baptista R., Steiner J. E., Horne K., 1996, *MNRAS*, **282**, 99
- Baptista R., Catalan M. S., Horne K., Zilli D., 1998, *MNRAS*, **300**, 233
- Baptista R., Harlaftis E. T., Steeghs D., 2000, *MNRAS*, **314**, 727
- Baptista R., 2001, *LNP*, **573**, 307
- Baptista R., Haswell C. A., Thomas G., 2002, *MNRAS*, **334**, 198
- Baptista R., Borges B. W., Bond H. E., Jablonski F., Steiner J. E., Grauer A. D., 2003, *MNRAS*, **345**, 889
- Baptista R., Bortoletto A., 2002, *MNRAS*, **335**, 665
- Baptista R., Bortoletto A., 2004, *AJ*, **128**, 411
- Baptista R., Morales-Rueda L., Harlaftis E. T., Marshi T. R., Steeghs D., 2005, *A&A*, **444**, 201
- Beljawsky P. R., 1926, *Beobachtungs-Zircular der Astr. Nach.*, **6**, 38
- Bennie P. J., Hilditch R. W., Horne K., 1996, in *Cataclysmic Variables and related objects*, proc. of IAU Coll.158, eds A. Evans & J. Wood, Kluwer, p.33
- Bessell M. S., 1990, *PASP*, **102**, 1181
- Bruch A., 1992, *A&A*, **266**, 237
- Bruch 1996, in *Cataclysmic Variables and related objects*, proc. of IAU Coll. 158, eds A. Evans & J. Wood, Kluwer, p.35
- Bruch A., 2000, *A&A*, **359**, 998
- Cook M. C., Brunt C. C., 1983, *MNRAS*, **205**, 465
- Cropper M., Warner B., 1986, *MNRAS*, **220**, 633

- Diaz M., 2001, *ApJ*, **553**, 177
- Diaz M. P., Steiner J. E., 1991, *AJ*, **102**, 1417
- Frank J., King A. R., Raine D. J., 1992, in *Accretion power in astrophysics and Derek Raine*, Cambridge [England] , New York, NY, USA : Cambridge University Press, 1992. 2nd ed.
- Geertsema G. T., Achterberg A., 1992, *A&A*, **255**, 427
- Graham J. A., 1982, *PASP*, **94**, 244
- Hawley J. F., Balbus S. A., Winters W. F., 1999, *ApJ*, **518**, 394
- Harlaftis E. T., Steeghs D., Horne K., Martín E., Magazzú A., 1999, *MNRAS*, **306**, 348
- Harlaftis E. T., Baptista R., Morales-Rueda L., Marsh T. R., Steeghs, D., 2004, *A&A*, **417**, 1063
- Henize K. G., 1949, *Astr. J.*, **54**, 89
- Hessman F. V., 1990, in *Accretion and Winds*, Rev. Mod. Astron., Vol.3, ed. G. Klare (Berlin:Springer), 32
- Hoard D. W., Szkody P., 1997, *ApJ*, **481**, 433
- Hoard D. W., Szkody P., Still M. D., Smith R. C., Buckley D. A. H., 1998, *MNRAS*, **294**, 689
- Honeycutt R. K., Robertson J. W., Turner G. W., 1998, *AJ*, **115**, 2527
- Horne K., 1985, *MNRAS*, **213**, 129
- Horne K., Cook M. C., 1985, *MNRAS*, **214**, 307
- Horne K., Stiening R. F., 1985, *MNRAS*, **216**, 933
- Horne K., 1993, in *Theory of Accretion Disks II*, eds W.J. Ruschel et al., Kluwer, Dordrecht, 77
- Horne K., 1999, *ASPC*, **157**, 349
- Hoshi R., 1979, *PThPh*, **61**, 1307
- Kaitchuck R. H., Schlegel E. M., White J. C., Mansperger C. S., 1998, *ApJ*, **499**, 444
- Kawaguchi T., Mineshige S., Machida M., Matsumoto R., Shibata K., 2000, *PASJ*, **52L**, 1
- Kopal Z., 1959, in *Close binary systems*, The International Astrophysics Series, London: Chapman & Hall, 1959

- Lamla, E., 1982, in *Landolt-Bornstein New Series, Group 6, vol.2b, Star and Star Clusters*, ed. K. Schaifers & H. -H. Voigt, Springer, Berlin, cap. 4.2
- Lasota J.-P., 2001, *NewAR*, **45**, 449
- Lewin W. H. G., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., 1995, in *X-ray binaries*, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, MA: Cambridge University Press, —c1995, edited by Lewin, Walter H.G., Van Paradijs, Jan, Van den Heuvel, Edward P.J.
- Linnell A. P., 1949, *S&T*, **8**, 166
- Lupton R., 1993, in *Statistics in theory and practice*, Princeton, N.J.: Princeton University Press, —c1993
- Marsh T. R., Horne K., 1988, *MNRAS*, **235**, 269
- Moffett T., Barnes T. G., 1974, *ApJ*, **194**, 141
- O'Donoghue D., Fairall A. P., Warner B., 1987, *MNRAS*, **225**, 43
- Osaki Y., 1974, *PASJ*, **26**, 429
- Panek R. J., 1980, *ApJ*, **241**, 1077
- Patterson J., 1981, *ApJ Suppl.*, **45**, 517
- Payne-Gaposchkin C., 1952, *Ann. Astron. Obs. Harvard College*, **115**, 22
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, in *Numerical recipes in C. The art of scientific computing*, Cambridge: University Press, —c1992, 2nd ed.
- Pringle J. E., 1981, *ARA&A*, **19**, 137
- Pringle J. E., 1985, in *Introduction, Interacting Binary Stars*, Edited by J.E. Pringle and R.A. Wade. Cambridge Astrophysics Series, Cambridge: Cambridge University Press, 1985., p.1
- Rutten R. G. M., van Paradjis J., Tinbergen J., 1992, *A&A*, **260**, 213
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, **24**, 337
- Shu F. H., 1976, *IAUS*, **73**, 253
- Skilling J., Bryan R. K., 1984, *MNRAS*, **211**, 111
- Skilling J., 1987, *The Observatory*, **107**, 86
- Sokoloski J. L., Kenyon S. J., 2003, *ApJ*, **584**, 1027
- Steeghs D., Harlaftis E. T., Horne K., 1997, *MNRAS*, **290L**, 28
- Steeghs D., O'Brien K., Horne K., Gomer R., Oke J. B., 2001, *MNRAS*, **323**, 484

- Stone R. P. S., Baldwin J. A., 1983, *MNRAS*, **204**, 347
- Verbunt, F., 1982, *SSRv*, **32**, 379
- Vogt N., Schoembs R., Krzeminski W., Pedersen H., 1981, *A&A*, **94**, L29
- Volkov I. M., Shugarov S. Y., Seregina T. M., 1986, *ATsir*, **1418**, 3
- Vrielmann S., Baptista R., 2002, *AN*, **323**, 75
- Walker M. F., 1954, *PASP*, **66**, 71
- Walker M. F., Herbig G. H., 1954, *ApJ*, **120**, 278
- Walker M. F., 1957, *IAUS*, **3**, 46
- Warner B., Nather R. E., 1971, *MNRAS*, **152**, 219
- Warner B., 1976, *IUA Symp.*, **No. 73**, 85
- Warner B., Cropper M., 1983, *MNRAS*, **203**, 909
- Warner B., Odonoghue D., 1987, *MNRAS*, **224**, 733
- Warner B., 1995, in *Cataclysmic variable stars*, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, New York: Cambridge University Press, —c1995
- Welsh W. F., Wood J. H., 1995, *LNP*, **454**, 300
- Wood J. H., Horne K., Berriman G., Wade R. A., O'Donoghue D., Warner B., 1986, *MNRAS*, **219**, 629
- Wood J. H., Horne K., Berriman G., Wade R. A., 1989, *ApJ*, **341**, 974
- Wood J. H., Horne K., Vennes S., 1992, *ApJ*, **385**, 294
- Zamanov R. K., Bode M. F., Stanishev V., Martí J., 2004, *MNRAS*, **350**, 1477